

SÉRIE A, N^o 1419

N^o D'ORDRE :

2284

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges MANO

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'ABSORPTION DES RAYONS α .

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 Juillet 1933 devant la Commission d'examen

M^{me} CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN.....
A. DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1933

SÉRIE A, N° 1419

N° D'ORDRE :

2284

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges MANO

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'ABSORPTION DES RAYONS α .

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juillet 1933** devant la Commission d'examen

M^{me} CURIE..... *Président.*

MM. JEAN PERRIN..... }
A. DEBIERNE..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1933

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyen honoraire.... M. MOLLIARD.

Profess. honoraires. { H. LE CHATELIER. EMILE PICARD.
H. LEBESGUE. RÉMY PERRIER
A. FERNBACH. LÉON BRILLOUIN.
A. LEDUC. A. DEREIMS.

E. GOURSAT.....	Analyse supérieure et algèbre supér.
P. JANET.....	Electrotechnique générale.
F. WALLERANT...	Minéralogie.
P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
M. CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
H. ABRAHAM.....	Physique.
M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
G. URBAIN.....	Chimie générale.
L. MARCHIS.....	Aviation.
E. VESSIOT.....	Théorie des fonct. et théorie des transf.
A. COTTON.....	Physique générale.
J. DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
CHARLES FABRY...	Physique.
R. LESPIEAU.....	Théories chimiques.
P. PORTIER.....	Physiologie comparée.
CHARLES PÉREZ...	Zoologie.
E. BLAISE.....	Chimie organique.
P.-A. DANGEARD...	Botanique.
LÉON BERTRAND...	Géolog. structurale et géolog. appliquée.
E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.
G. JULIA.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
PAUL MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
V. AUGER.....	Chimie appliquée.
P. WINTREBERT...	Anatomie et histologie comparées.
O. DUBOSQ.....	Biologie maritime.
EUGÈNE BLOCH...	Physique théorique et phys. céleste.
L. LUTAUD.....	Géogr. physique et géol. dynamique.
HENRI VILLAT....	Mécanique des fluides et applications.
CH. JACOB.....	Géologie.
P. PASCAL.....	Chimie minérale.
E. ESCLANGON....	Astronomie.
H. BENARD.....	Mécanique expérimentale des fluides.
C. MAUGUIN.....	Minéralogie.
L. BLARINGHEM...	Botanique.
A. GUILLIERMOND.	Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY.....	Mathématiques générales.
A. DUFOUR.....	Physique (P. C. N.).
H. BÉGHIN.....	Mécanique physique et expérimentale.
De BROGLIE.....	Théories physiques.

Professeurs



E. PECHARD.....	Chimie (Ens. P. C. N.)	FOCH.....	Méc. exp. des fluides.
A. GUILLET.....	Physique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. N.).
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	VILLEY.....	Méc. phys. et expér.
A. MICHEL-LEVY...	Pétrographie.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
H. MOUTON.....	Chimie physique.	FREUNDLER.....	Chimie (P. C. N.).
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	PRENANT.....	Zoologie.
M. JAVILLIER....	Chimie biologique.	P. JOB.....	Chimie générale.
ROBERT-LÉVY....	Zoologie.	CHRETIEN.....	Optique appliquée.
A. DEBIERNE....	Radioactivité.	G. BOHN.....	Zoologie (P. C. N.).
E. DARMOIS.....	Physique.	R. COMBES.....	Sc. Natur. (P. C. N.).
G. BRUHAT.....	Physique.	GARNIER.....	Mécan. Rationnelle.
F. PICARD.....	Zool. (Év. êtres org.)	PERES.....	Mécan. des fluides.
L. JOLEAUD.....	Paléontologie.	LAUGIER.....	Physiologie générale.
M. FRECHET....	Calcul des probab. et phys. math.	TOUSSAINT.....	Techn. aéronautique.
M ^{me} RAMART-LUCAS	Chimie organ.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. N.).
		M. CURIE.....	Physique (P. C. N.).

Secrétaire..... A. PACAUD
Secrétaire honoraire... D. TOMBECK

A MADAME PIERRE CURIE

*En témoignage de reconnaissance
et de respectueux attachement.*

A MES PARENTS

RECHERCHES SUR L'ABSORPTION DES RAYONS α

Par GEORGES MANO

INTRODUCTION

Le premier but de ce travail a été l'étude directe du ralentissement des rayons α dans les gaz. Les résultats obtenus nous ont permis d'effectuer une comparaison avec les travaux théoriques poursuivis à ce sujet. Pour pouvoir serrer la comparaison autant que possible, il nous a fallu préciser au préalable quelques-unes des notions reliées à l'absorption des rayons α (différence entre parcours extrapolé et parcours moyen, pouvoir de ralentissement, écrans équivalents).

Ce travail a été fait à l'Institut du Radium de Paris. Je ne voudrais pas en commencer l'exposé sans exprimer ma respectueuse gratitude et mon entier dévouement à Mme Pierre Curie, qui m'a accueilli avec tant de bienveillance dans son laboratoire et dont les encouragements et les précieux conseils m'ont été d'un secours constant, pendant toute la durée de mon travail.

Je remercie particulièrement M. S. Rosenblum, dont la grande expérience m'a plus d'une fois aidé à résoudre une difficulté. Je remercie également MM. F. Holweck, F. Joliot, Al. Proca pour leurs bons conseils, ainsi que tous mes camarades de laboratoire pour leur amitié toujours agissante.

CHAPITRE PREMIER

Notions générales sur l'absorption des rayons α .

§ 1. **Nature des rayons α .** — Les rayons α sont des noyaux d'hélium animés de très grandes vitesses. Ils sont émis par les noyaux de certains éléments lourds, dits *radioactifs*, en voie de désagrégation spontanée ⁽¹⁾. Les vitesses d'émission des différents rayons α sont réparties en groupes monocinétiques bien définis : le *spectre de vitesses* des rayons α est un *spectre de raies*, à l'exclusion de tout fond continu. Chacun de ces groupes monocinétiques est attribuable à un élément radioactif bien défini. Certains radioéléments n'émettent qu'un seul groupe de rayons ; tels sont, entre autres, le thorium C', le radium C', le polonium ⁽²⁾. D'autres radioéléments émettent plusieurs groupes de rayons de vitesses généralement voisines ; leur spectre de vitesses a une *structure fine* ; tels sont, entre autres, le radium, le thorium C, l'actinium C. Les vitesses initiales des groupes naturels de rayons α s'échelonnent entre $1,4 \cdot 10^9$ et $2,25 \cdot 10^9$ cm./sec.

Les particules α émises par les divers radioéléments ne diffèrent que par leurs vitesses. Elles ont toutes la même charge positive, égale à deux charges élémentaires, et toutes

⁽¹⁾ On a pu obtenir récemment (Cockcroft et Walton) des rayons α émis par désintégration *artificielle* d'éléments légers.

⁽²⁾ Les corps C' émettent, outre leur groupe principal, plusieurs groupes de très grande vitesse, dits de *long parcours*. Les rayons appartenant à ces groupes sont en très petit nombre par rapport à ceux du groupe principal (fréquence relative de 10^{-4} à 10^{-6}).

la même masse, à la correction de relativité près. Le rapport de ces deux quantités :

$$\frac{2e}{M_0} = 4\,823 \text{ U. E. M.}$$

est une constante caractéristique du rayonnement α .

§ 2. **Absorption des rayons α .** — « Les rayons α se comportent comme des projectiles qui, ayant été lancés avec une grande vitesse, perdent de leur force vive en traversant les obstacles... » ⁽¹⁾. C'est en ces termes que Mme P. Curie posait le problème de l'absorption des rayons α par la matière, à une époque où l'on ignorait encore leur nature. Cette manière de voir s'est entièrement vérifiée depuis.

On sait aujourd'hui qu'un faisceau parallèle et monocinétique de rayons α subit plusieurs altérations lorsqu'il traverse le champ des centres électrisés qui constituent une couche matérielle. Ces altérations sont les suivantes :

1° *Un ralentissement global.* — Les particules du faisceau cèdent une partie de leur énergie aux centres électrisés du milieu matériel et leur vitesse est ainsi diminuée.

2° *Des fluctuations de vitesse.* — Les diverses particules du faisceau peuvent rencontrer un nombre plus ou moins grand de centres électrisés et perdre ainsi une partie plus ou moins grande de leur énergie cinétique. Leurs vitesses d'abord égales entre elles, se trouveront, après la traversée du milieu matériel, dispersées autour d'une valeur moyenne.

3° *Une diffusion du faisceau.* — La traversée du milieu matériel donne lieu à des échanges de quantité de mouvement. La direction du mouvement des particules peut être modifiée de ce fait et le faisceau, primitivement parallèle, se trouvera diffusé dans un certain angle solide. Cette diffusion est faible, la masse de la particule α étant très grande par rapport à celle des électrons constituant la plupart des

(¹) Mme P. CURIE, *Comptes rendus*, 130, 1900, p. 76.

centres diffusants. Seules sont déviées notablement les particules ayant éprouvé plusieurs chocs dont les effets se seront ajoutés et ayant subi ainsi une *diffusion multiple* ; la probabilité d'une grande déviation est évidemment très faible.

Quelques-unes des particules du faisceau pourront passer à proximité immédiate d'un noyau. La forte charge positive et la masse prépondérante de ce dernier feront alors subir à la particule une déviation importante, pouvant aller jusqu'à 180° dans le cas d'un choc direct. La probabilité de tels *chocs exceptionnels* est cependant très faible et ceux-ci n'interviennent pratiquement pas dans l'élargissement global du faisceau.

4° *Des variations de charge électrique.* — Les particules du faisceau peuvent fixer et reperdre un électron arraché au milieu matériel. Leur charge peut être ainsi réduite de moitié sur une partie de leur trajet. La fixation de deux électrons est également possible.

§ 3. *Parcours des rayons α . Fluctuations de parcours.* — L'énergie dissipée par les rayons α se retrouve dans le milieu matériel absorbant, celui-ci étant le siège d'un certain nombre de phénomènes liés au passage des rayons : ionisation, émission de rayonnements secondaires, modifications chimiques, échauffement. L'ensemble de ces phénomènes, qui sert pour ainsi dire de « détecteur » des rayons α , disparaît brusquement lorsque l'épaisseur de matière traversée par ceux-ci atteint une certaine valeur critique ⁽¹⁾. Ce trajet critique, qui semble correspondre à l'absorption complète des rayons α , est appelé le *parcours* de ces derniers dans le corps absorbant considéré.

Nous avons vu que chacune des particules d'un faisceau pouvait avoir une histoire différente au cours de la traversée d'un milieu matériel et que des fluctuations de vitesse en

(1) Mme P. CURIE, *C. R.*, 130, 1900, p. 76.

étaient la conséquence. Des *fluctuations de parcours* se produisent suivant le même mécanisme. La loi que suivent ces fluctuations peut être prévue, quelle que soit, en définitive, la loi exacte d'absorption des rayons α . Moyennant quelques hypothèses très générales sur l'indépendance des chocs successifs, on peut prévoir que les parcours individuels de chacune des particules du faisceau seront répartis autour d'un *parcours moyen*, le plus probable, suivant la courbe en cloche de Gauss (fig. 4.). Si Π est le parcours moyen d'un groupe monocinétique de rayons α , N_0 le nombre total de particules, $p(s)ds$ la probabilité pour qu'une certaine particule ait un parcours compris entre $\Pi(1 + s)$ et $\Pi(1 + s + ds)$, le nombre dN de particules dont le parcours est compris entre ces limites sera :

$$(1) \quad dN = N_0 p(s) ds = \frac{N_0}{\rho\sqrt{\pi}} e^{-\frac{s^2}{\rho^2}} ds$$

où ρ est le *coefficient de fluctuation*. Le nombre N de particule dont le parcours est supérieur à $\Pi(1 + s)$ sera :

$$(2) \quad N = N_0 \left[1 - \int_{-\infty}^s p(s) ds \right] = \frac{N_0}{2} \left[1 - \Theta \left(\frac{s}{\rho} \right) \right]$$

où $\Theta \left(\frac{s}{\rho} \right)$ représente l'intégrale de Laplace :

$$\Theta \left(\frac{s}{\rho} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{s}{\rho}} e^{-x^2} dX$$

(X étant ici une simple variable d'intégration). Le nombre N varie en fonction de x suivant la courbe donnée figure 1. On a évidemment $N(\Pi) = \frac{1}{2} N_0$.

Le *coefficient de fluctuation* ρ peut être calculé *a priori* si l'on connaît les lois d'absorption des rayons α . Ce calcul a été fait par N. Bohr (1) en admettant que les électrons du

(1) N. BOHR, *Phil. Mag.*, 30, 1915, p. 531.

milieu absorbant sont libres et au repos. Considérons tout d'abord le coefficient de fluctuation ρ_x des trajets ξ accomplis dans le milieu absorbant par les particules *ayant perdu la*

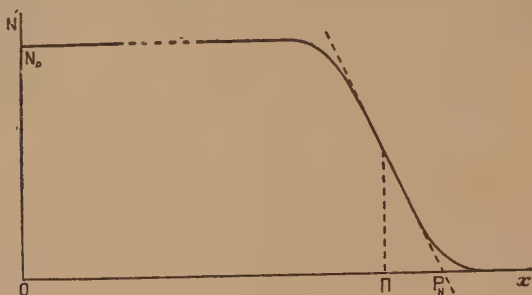


Fig. 1.

même énergie cinétique (ou la même vitesse); si x est le *trajet moyen*, il vient suivant le calcul de Bohr :

$$(3) \quad \rho_x^2 x^2 = \int_T^{T_0} 2P \left(\frac{dx}{dT} \right)^3 dT = \int_0^x 2P \left(\frac{dx}{dT} \right)^2 dx,$$

où T_0 est l'énergie cinétique initiale d'une particule, T son énergie cinétique actuelle et P une constante donnée par :

$$P = P_0 = 16\pi e^4 N Z,$$

où e est la charge de l'électron, N le nombre d'atomes par centimètre cube et Z le nombre d'électrons par atome.

Lorsque T s'annule, $x = \Pi$ et $\rho_x = \rho$. La formule (3) s'écrit alors :

$$(4) \quad \rho^2 \Pi^2 = \int_0^{T_0} 2P \left(\frac{dx}{dT} \right)^3 dT = \int_0^\Pi 2P \left(\frac{dx}{dT} \right)^2 dx.$$

Les résultats de Bohr, fondés sur la théorie électromagnétique classique restent valables dans le cadre des théories quantiques, tant que les électrons sont supposés libres et au repos. En fait, le mouvement des électrons du milieu matériel sur leurs orbites introduit une cause supplémentaire de

fluctuations dans les échanges d'énergie. Le calcul de la correction qui en résulte pour φ dépend des lois qui régissent les liaisons des électrons. E. J. Williams ⁽¹⁾ calcule approximativement cette correction en se servant de la théorie ondulatoire de Bethe. Il trouve que la forme des équations (3) et (4) se conserve, à cela près que P , au lieu d'être égal à la constante P_0 , est une fonction de l'énergie cinétique, définie par :

$$P = P_0 \left(1 + \frac{1,33}{mv^2} J \log \frac{mv^2}{J} \right) = P_0 (1 + \theta),$$

où m est la masse de l'électron, v la vitesse actuelle de la

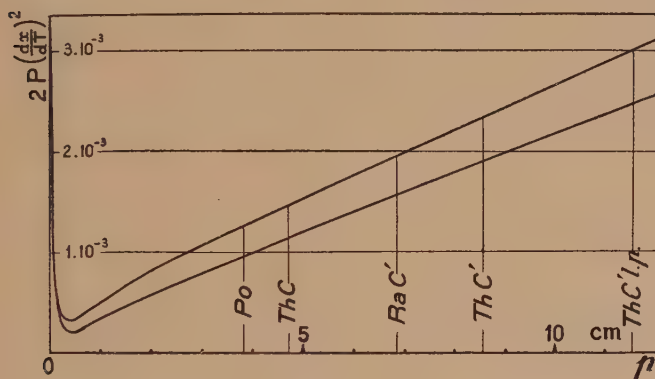


Fig. 2.

particule α et J une énergie moyenne d'excitation des atomes du corps absorbant.

Considérons, par exemple, le cas de l'absorption des rayons α dans l'air. Les valeurs de $\frac{dx}{dT}$ peuvent être déduites de la courbe de ralentissement que nous donnons plus loin (cf. chap. V et VI); ces valeurs nous permettent d'obtenir les produits $2P \left(\frac{dx}{dT} \right)^3$ dont la figure 2 représente la variation en fonction du parcours restant $p = \Pi - x$. La courbe infé-

(1) E. J. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc., A* 135, 1932, p. 132.

rieure correspond à $P = P_0$ (Bohr), la courbe supérieure à $P = P_0(1 + \theta)$ (Williams-Bethe) ⁽¹⁾. La sommation entre $p = 0$ et $p = \Pi$ pour quelques groupes naturels de rayons α nous donne les valeurs respectives de $\rho^2\Pi^2$ ⁽²⁾ :

Groupe α	Π cm.	$P = P_0$		$P = P_0(1 + \theta)$	
		$\Pi\rho$ cm.	ρ	$\Pi\rho$ cm.	ρ
ThC' long p.	11,54	0,124	0,0107	0,138	0,0120
ThC'	8,53	0,093	0,0108 ₅	0,103	0,0122
RaC'	6,88	0,076	0,0110	0,086	0,0125
ThC	4,71	0,053	0,0113	0,061	0,0130
Po	3,83	0,044	0,0116	0,051	0,0134

Coefficients de fluctuation des parcours dans l'air.

Les valeurs correspondant à $P = P_0$ sont un peu inférieures à celles que donne Bohr (*loc. cit.*) qui remplace $\left(\frac{dx}{dT}\right)^2$ par une expression approchée déduite de sa théorie de l'absorption ; elles sont par contre un peu supérieures aux *valeurs théoriques* calculées par Briggs ⁽³⁾ en remplaçant $\left(\frac{dx}{dT}\right)^2$ par ses propres valeurs expérimentales. Les valeurs correspondant à $P = P_0(1 + \theta)$ montrent que la correction de Williams-Bethe atteint, pour l'air, environ 15 o/o.

§ 4. Mesure du parcours moyen. Etude expérimentale des fluctuations de parcours. — L'étude directe des fluctuations

(1) Pour les calculs numériques nous avons posé $Z = 7,23$, $J = 135$ volts.

(2) L'intégration est faite en remplaçant $\frac{dT}{dx}$ par l'expression de Bethe-Bloch (avec $\bar{E} = 87$ volts. Cf. § 34) de $p = 0$ cm. 3 à $p = \Pi$. Pour l'intervalle $0 < p < 0,3$ nous avons posé $v^{4,5} = kp$.

(3) G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A 114, 1927, p. 313.

de parcours ⁽¹⁾, et la mesure du parcours moyen peuvent être faites par n'importe quelle méthode permettant la détection individuelle des particules. Trois méthodes ont été appliquées : les scintillations, la chambre à détente de Wilson et la chambre d'ionisation différentielle.

1° *Scintillations*. — L'impact d'une particule α sur un écran au ZnS y produit un éclair, observable au microscope, connu sous le nom de *scintillation*. Supposons qu'un faisceau parallèle et monocinétique de rayons α se meuve dans l'air et interposons sur son trajet un écran au ZnS. En faisant varier la distance x entre la source radioactive et l'écran, et en comptant les scintillations par unité de temps ⁽²⁾ à diverses distances, nous pourrions obtenir directement la courbe $N(x)$ représentée figure 1 et par conséquent, les valeurs de Π et de ρ . Cette méthode, si simple et pratique en apparence, conduit à des résultats erronés. La scintillation est due à la présence de centres phosphorogènes disséminés dans la masse du ZnS. Lorsque la particule α n'a plus qu'un parcours restant très court, elle peut être absorbée par le ZnS sans rencontrer un tel centre et, par conséquent, sans provoquer de scintillation. Ce « déficit de scintillations » en fin de parcours conduit d'une part à une valeur trop faible de Π et d'autre part à une valeur de ρ qui peut être dix fois plus élevée que la valeur réelle ⁽³⁾.

2° *Chambre à détente de Wilson* ⁽⁴⁾. — On connaît le principe de l'élégante méthode de C. T. R. Wilson, qui permet de photographier la trajectoire complète des rayons α en éclairant latéralement les gouttelettes d'eau condensées, par une détente rapide, sur les ions formés. Cette méthode se prête bien à la mesure de Π et de ρ . On peut en effet, mesurer à loisir, sur les plaques photographiques, les parcours des particules et, en pre-

(1) Cette étude directe n'est possible que dans les gaz. L'étude des fluctuations de parcours dans les solides ne peut être faite que par la méthode indirecte de Briggs (voir plus loin).

(2) Le nombre de particules que la source émet par unité de temps est supposé invariable. Une correction de décroissance doit être faite lorsqu'il s'agit d'une substance à vie courte.

(3) Voir par exemple T. S. TAYLOR, *Phil. Mag*, 126, 1913, p. 402. ROTHENSTEINER, *Wien. Ber.*, 124 1915, p. 637. Pour l'explication des erreurs auxquelles la méthode est sujette, voir : I. CURIE, *Ann. de Phys.*, 3, 1925, p. 395 et G. DESTRIAU, *Journ. de Phys.*, 2, 1931, p. 149.

(4) C. T. R. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, A 85, 1911, p. 285.

nant un grand nombre de clichés, on peut faire une statistique aussi poussée que l'on veut ⁽¹⁾.

3° *Chambre d'ionisation différentielle*. — Par une ingénieuse méthode de compensation lord Rutherford et ses collaborateurs ⁽²⁾ ont créé une chambre d'ionisation différentielle qui compte les particules s'arrêtant dans un certain intervalle d'épaisseur Δx . En faisant varier la distance x qui sépare la source de la région utile de l'appareil, on peut obtenir directement la répartition des parcours et, par conséquent, les valeurs de Π et de ρ ⁽³⁾. Pour déterminer ρ il faut cependant connaître très exactement l'épaisseur Δx , dont le calcul est assez délicat ⁽⁴⁾.

Outre ces trois méthodes directes on peut étudier les fluctuations de parcours par une méthode indirecte due à Briggs.

4° *Méthode indirecte de G. H. Briggs* ⁽⁵⁾. — Considérons, parmi les particules d'un faisceau, celles qui ont accompli un trajet donné x dans un corps absorbant quelconque. Leurs vitesses seront réparties autour de la vitesse moyenne v , suivant la loi de Gauss ⁽⁶⁾, avec un coefficient de fluctuation des vitesses ρ_v . Considérons d'autre part les particules dont la vitesse est réduite à une valeur donnée v . Les trajets qu'elles auront accompli seront répartis autour du trajet moyen x avec un coefficient de fluctuation ρ_x (cf. § 3). On peut démontrer que :

$$\rho_x x = \rho_v v \frac{dx}{dv}.$$

⁽¹⁾ I. CURIE, *Ann. de Phys.*, **3**, 1925, p. 299; I. CURIE et P. MERCIER, *Journ. de Phys.*, **7**, 1926, p. 289; L. MEITNER et K. FREITAG, *Zeits. f. Phys.*, **37**, 1926, p. 481; R. R. NIMMO et N. FEATHER, *Proc. Cambr. Soc.*, **25**, 1929, p. 198.

⁽²⁾ LORD RUTHERFORD, F. A. B. WARD et C. E. WYNN WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc.*, A **129**, 1930 p. 211; LORD RUTHERFORD, C. E. WYNN WILLIAMS et W. B. LEWIS, *ibid.*, A **133**, 1932, p. 351.

⁽³⁾ W. B. LEWIS et C. E. WYNN WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc.*, A **136**, 1932, p. 360.

⁽⁴⁾ L'épaisseur Δx est déterminée à partir d'une courbe caractéristique de la chambre, dont la forme dépend du pouvoir ionisant d'une particule α en fin de parcours (cf. § 6).

⁽⁵⁾ G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A **114**, 1927, pp. 313 et 341.

⁽⁶⁾ La loi de Gauss ne s'applique plus lorsque v est très faible.

En étudiant expérimentalement le ralentissement, ou pourra, à x donné, déterminer v , ρ_v , $\frac{dx}{dv}$ et calculer ρ_x en fonction de x . En extrapolant la courbe $\rho(x)$ jusqu'à $x = \Pi$ on pourra déterminer ρ . Briggs a appliqué cette méthode au mica.

Résultats. — La répartition des parcours suivant une courbe de Gauss, prévue théoriquement, est en général bien confirmée par l'expérience. On a souvent observé un léger excès de rayons courts, que l'on doit vraisemblablement attribuer à une absorption parasite dans la source radioactive même. Les expériences de Briggs ont confirmé la variation de $\rho_x^2 x^2$ en fonction de x telle que l'exprime la formule (3). Par contre la plupart des mesures ont donné pour ρ des valeurs supérieures aux valeurs théoriques ⁽¹⁾. Les diverses causes d'erreurs expérimentales tendent presque toutes à augmenter la valeur de ρ ; on peut donc supposer que les valeurs expérimentales les plus faibles sont les plus vraisemblables. La possibilité d'une insuffisance partielle des calculs théoriques n'est cependant pas exclue, d'autres causes de fluctuation pouvant intervenir, il est vrai dans de faibles proportions (action des noyaux, variations de charge des particules, diffusion multiple, déviations anormales fréquentes dans le dernier mm. du parcours, etc.).

§ 5. Parcours extrapolé. Courbe de Bragg. — Les mesures précises de parcours moyens étant très délicates, de nombreux travaux expérimentaux se rapportent à une quantité un peu différente, de mesure plus facile, dite *parcours extrapolé*.

Considérons un phénomène quelconque lié à l'absorption des rayons α et construisons-en la courbe de variation en fonction du trajet x . Cette courbe présente souvent, en fin de

⁽¹⁾ Les seules expériences ayant donné pour ρ des valeurs concordant avec les valeurs théoriques sont celles de I. CURIE et P. MERCIER (*loc. cit.*, cf. § 6).

parcours, une chute rectiligne que l'on pourra extrapoler jusqu'à son intersection P avec l'axe Ox . L'abscisse de P représentera, par définition, le parcours extrapolé.

Nombre de particules. — Considérons, par exemple, la variation du nombre N de particules ayant un trajet supérieur à x (fig. 1). La chute de la courbe est rectiligne sur une certaine longueur et son extrapolation définit le point P, et le parcours extrapolé correspondant.

Courbe de Bragg. — La méthode classique de mesure des parcours extrapolés, que l'on a employée à peu près

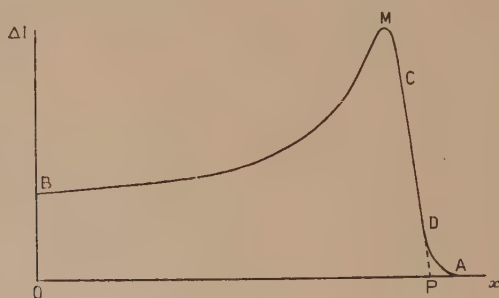


Fig. 3.

exclusivement pendant longtemps, repose sur l'étude des phénomènes d'ionisation causés par les rayons α le long de leur parcours complet dans un gaz ⁽¹⁾.

Considérons une source radioactive ponctuelle émettant un seul groupe de rayons α et canalisons le rayonnement de manière à obtenir un faisceau parallèle, que nous ferons se mouvoir dans un gaz. Interposons, sur le trajet des rayons, une chambre d'ionisation E de profondeur très faible Δx . Le courant d'ionisation ΔI , enregistré par cette chambre, varie avec la distance x suivant une courbe caractéristique dite *courbe de Bragg* (fig. 3). Cette courbe, après avoir

⁽¹⁾ W. H. BRAGG et R. D. KLEEMAN, *Phil. Mag.*, **8**, 1904, p. 726 et **9**, 1905, p. 318; W. H. BRAGG, *ibid.*, **13**, 1907, p. 333.

atteint un maximum M , présente une chute rectiligne CD , s'incurve ensuite et se raccorde à peu près tangentielllement à l'axe Ox en A . L'abscisse de ce dernier point représenterait une sorte de parcours maximum, d'ailleurs mal défini et dont la mesure serait aléatoire. C'est pour éviter cet inconvénient que l'on a introduit le parcours extrapolé, obtenu en prolongeant jusqu'à l'axe Ox la chute rectiligne CD .

Soit N_0 le nombre de particules sortant, par seconde, du canaliseur recouvrant la source S ⁽¹⁾, soit n le nombre d'ions que produit une particule par cm. de parcours et soit e la charge d'un ion. Lorsque x est nettement inférieur à Π , les N_0 particules pénètrent toutes dans la chambre E , le courant enregistré par celle-ci est : $\Delta I = N_0 en \Delta x$. Comme N_0 et Δx sont indépendants de x , la courbe de Bragg représente dans cette région la variation de la quantité $i = en$ que l'on peut appeler le *pouvoir ionisant* d'une particule ⁽²⁾. Lorsque l'on augmente la distance x et que celle-ci s'approche de Π , le nombre N de particules qui pénètrent dans la chambre commence à diminuer ⁽³⁾ et l'expression précédente de ΔI ne s'applique plus. La courbe de Bragg en fin de parcours est la résultante de la variation du pouvoir ionisant et des fluctuations de parcours (cf. § 6).

L'étude de la courbe de Bragg dans l'air est particulièrement simple. Aussi les différents groupes de rayons α sont-ils souvent caractérisés par leur parcours extrapolé dans l'air.

§ 6. Différence entre le parcours extrapolé et le parcours moyen. — Si la définition empirique du parcours extrapolé est parfaitement claire, il n'en est pas de même, *a priori*

⁽¹⁾ Le nombre N_0 est supposé constant pendant la durée des expériences.

⁽²⁾ Le pouvoir ionisant est, lui aussi, affecté de fluctuations; i est un pouvoir ionisant moyen.

⁽³⁾ Le nombre N ne commence à décroître qu'après le maximum de la courbe de Bragg.

de sa signification théorique. Il est donc intéressant de rechercher en quoi il diffère du parcours moyen Π .

Nombre de particules. — Revenons à la courbe de variation du nombre N de particules présentes après l'accomplissement du trajet x dans le corps absorbant (fig. 1). Si P_N est le parcours extrapolé correspondant, on trouve facilement :

$$P_N - \Pi = \frac{N_0}{2 \frac{dN}{dx} (\Pi)}$$

et, en tenant compte de l'équation (2) :

$$5) \quad P_N - \Pi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Pi \rho.$$

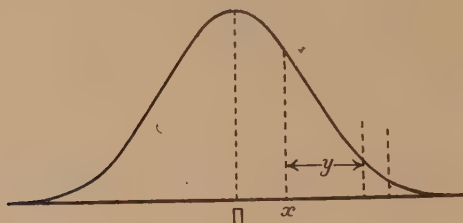


Fig. 4.

Courbe de Bragg. — La courbe de Bragg en fin de parcours est, nous l'avons dit, la résultante des fluctuations de parcours et de la variation du pouvoir ionisant.

Considérons les N particules du faisceau et soit $\mathfrak{J}(x)$ le pouvoir ionisant global du faisceau, à la distance x de la source. Supposons que la valeur de x soit proche de Π , et considérons la courbe de répartition des parcours (fig. 4). Soit $i(y)$ le pouvoir ionisant d'une seule particule, à la distance y du point qui marque la fin de son parcours. Considérons les particules, au nombre de $dN(x + y)$ dont le parcours est compris entre $x + y$ et $x + y + dy$. Au point x , ces particules se trouvent à y cm. de la fin de leur

parcours ⁽¹⁾ et leur contribution à l'ionisation totale au point x est $i(y)dN(x+y)$. L'ionisation totale au point x sera représentée par l'expression :

$$(6) \quad \mathfrak{I}(x) = \int_{y=0}^{\infty} i(y)dN(x+y).$$

Le calcul de l'intégrale peut se faire, si l'on connaît la loi de variation de $i(y)$ et si l'on remplace $dN(x+y)$ par l'expression (1), où il faut poser $\Pi(1+s) = x+y$ et $ds = \frac{dy}{\Pi}$. Le calcul numérique de l'intégrale pour plusieurs valeurs de x nous permet de construire par points la courbe $\mathfrak{I}(x)$ et de faire, pour ainsi dire, la synthèse de la courbe de Bragg, à *parcours moyen donné* ; la différence $P - \Pi$ s'en déduira par une simple construction géométrique.

La courbe de variation de $i(y)$ dans l'air a été déterminée pour la première fois par Irène Curie ⁽²⁾ en prenant la courbe de Bragg expérimentale et la répartition des parcours comme bases de calcul. Feather et Nimmo ⁽³⁾ ont fait plus tard une détermination directe, par la chambre Wilson, en admettant que la lumière diffusée en chaque point du parcours était proportionnelle à l'ionisation en ce point.

En utilisant les données de Feather et Nimmo, W. B. Le-

⁽¹⁾ La distance y n'est pas, à proprement parler, la distance du point x à la fin du parcours, mais la *projection* de cette distance sur la direction primitive du mouvement de la particule (Feather et Nimmo). Si $|\theta|$ est la valeur absolue moyenne de la déviation et y_0 la distance vraie on a $y = y_0 \cos |\theta|$. La déviation moyenne $|\theta|$, provenant de la diffusion multiple et des chocs exceptionnels, est assez importante dans le dernier mm. du parcours.

⁽²⁾ I. CURIE. *Ann. de Physique*, 3, 1925, p. 299.

⁽³⁾ N. FEATHER et R. R. NIMMO. *Proc. Cambr. Soc*, 24, 1928, p. 139. Feather et Nimmo, opérant sur chaque rayon pris individuellement, ont déterminé $i(y_0)$ et non $i(y)$ (voir la note ci-dessus). Le désaccord dont il est question à la note suivante s'en trouve aggravé.

wis ⁽¹⁾ applique la méthode que nous venons de décrire plus haut, construit la courbe de Bragg dans l'air pour trois valeurs de $\Pi\rho$ (0 cm. 05 ; 0 cm. 1 ; 0 cm. 2) et obtient la différence $P - \Pi$ dans les trois cas. Il trouve que l'expression :

$$(7) \quad P - \Pi = 0,8 \Pi\rho - 0,006 \quad (\text{en cm.})$$

représente très bien ses résultats.

Valeurs de $\Pi\rho$. — Les relations (5) et (7), nous montrent que la différence entre le parcours extrapolé et le parcours moyen, dépend essentiellement de $\Pi\rho$. Observons tout d'abord que c'est la distribution des *projections* des parcours sur la direction initiale du mouvement des particules qui intervient dans le calcul de $P - \Pi$ et non la distribution des parcours vrais que donne, par exemple, la chambre Wilson. La diffu-

(1) W. B. LEWIS et C. E. WYNN WILLIAMS. *Proc. Roy Soc. A* 136, 1932, p. 350. Il faut observer que les courbes de Bragg synthétiques obtenues par Lewis s'écartent sensiblement des courbes expérimentales. On pourrait les faire coïncider avec celles-ci soit en adoptant pour $\Pi\rho$ des valeurs beaucoup plus élevées que celles que l'on admet actuellement (p. ex. 0 cm. 16 pour le Ra C'), soit en admettant que les valeurs de Feather et Nimmo pour $i(y)$ sont trop élevées de 10 à 20 0/0 dans les derniers 2 mm. du parcours. Il semble difficile d'admettre la première explication. Par contre, Feather et Nimmo ont eu à surmonter de telles difficultés expérimentales et théoriques que la seconde explication peut ne pas sembler improbable. La courbe $i(y)$ qu'il faudrait adopter serait intermédiaire entre celle de Feather et Nimmo et celle de I. Curie. Le maximum de $i(y)$, au lieu de se trouver à $y = 0$ cm. 30 serait reporté à $y = 0$ cm. 38 (cf. § 34). Cependant, les valeurs de $p - \Pi$ ne s'en trouveraient presque pas modifiées (par ex. pour $\Pi\rho = 0$ cm. 1 on trouverait 0 cm. 070 au lieu de 0 cm. 074). Nous conserverons en conséquence l'équation (7).

Il est intéressant d'observer que, si l'on corrige ainsi la courbe $i(y)$, on doit modifier la caractéristique de la chambre d'ionisation différentielle (§ 4). L'épaisseur utile Δx de cette chambre s'en trouverait un peu augmentée, le calcul pour $\Pi\rho$ s'en trouverait un peu modifié et les valeurs de LEWIS et WYNN WILLIAMS (*loc. cit.*) apparaîtraient comme un peu trop élevées,

sion multiple et les déviations anormales, assez fréquentes en fin de parcours, augmentent les fluctuations et la valeur de ρ que l'on doit adopter pour ce calcul peut, toutes choses égales par ailleurs, être un peu supérieure à la valeur théorique, qui ne tient compte que des fluctuations provenant des échanges d'énergie.

Considérons, pour fixer les idées, le cas des particules du RaC' en mouvement dans l'air. La valeur théorique de Bohr correspondant à ce cas est $\Pi\rho = 0 \text{ cm. } 076$, la valeur théorique corrigée de Williams-Bethe : $\Pi\rho = 0 \text{ cm. } 086$. Les déterminations expérimentales donnent (cf. § 4).

I. Curie et P. Mercier	{	0 cm. 076	détermination directe
chambre Wilson		0 cm. 084	rapport $\rho_{\text{RaC}'}/\rho_{\text{RaA}}$
Lewis et Wynn Williams	{	0 cm. 100	rapport $\rho_{\text{RaC}'}/\rho_{\text{ThC}'}$
ch. d'ionisation différ.			
Briggs méthode indirecte		0 cm. 104	rapport $\rho_{\text{air}}/\rho_{\text{mica}}$
Feather et Nimmo	{	0 cm. 108	rapport $\rho_{\text{RaC}'}/\rho_{\text{ThC}'}$
chambre Wilson		0 cm. 120	détermination directe

Les valeurs données ici diffèrent parfois légèrement de celles qui sont indiquées par les auteurs; ces différences proviennent de légères corrections faites dans les calculs ⁽¹⁾. Les déterminations faites par la chambre Wilson se rapportent aux fluctuations des parcours vrais et elles devraient correspondre, à peu près, aux valeurs théoriques; on voit que c'est le cas pour les déterminations de I. Curie et P. Mercier. La détermination faite par la chambre d'ionisation différentielle se rapporte aux fluctuations des projections des parcours; elle est un peu supérieure à la valeur théorique. Sans préju-

(1) Les valeurs qui ne sont pas des déterminations directes sont calculées en admettant les valeurs théoriques des rapports de coefficients de fluctuation indiqués. Pour ce calcul nous avons tenu compte de la correction de Williams-Bethe qui change un peu la valeur de ces rapports, notamment celle de $\rho_{\text{air}}/\rho_{\text{mica}}$ (cf. la note du § 10).

ger pour cela de la valeur « réelle » de $\Pi\rho$, qui est probable-
un peu inférieure, nous adopterons comme base de calcul :

$$\Pi\rho_{\text{RaC'}}^{\text{air}} = 0 \text{ cm. } 100.$$

Cette valeur, qui a le grand avantage d'être un nombre
rond, est un peu supérieure à la valeur de Williams-Bethe et
très sensiblement égale à la moyenne brute des détermina-
tions expérimentales.

Pour calculer les coefficients de fluctuations relatifs aux
autres groupes que celui du RaC' et aux autres corps absor-
bants que l'air, nous admettrons que les rapports de ces
coefficients à celui du RaC' dans l'air sont identiques aux
rapports théoriques ⁽¹⁾.

Groupe α	$\Pi\rho$ (cm.)				
	air	H ₂	He	Ne	A
ThC' long p. . .	0,150	0,57	0,74	0,27	0,18
ThC'	0,120	0,44	0,58	0,22	0,15
RaC'	0,100	0,36	0,48	0,19	0,13
ThC	0,071	0,25	0,34	0,13	0,09
Po	0,059	0,20	0,28	0,11	0,07

Valeurs de $\Pi\rho$.

Valeurs numériques des différences P — II. — Une fois
les valeurs de $\Pi\rho$ connues, les différences $P_{\pi} - \Pi$ peuvent être
calculées, par l'équation (5), pour n'importe quel corps absor-

(1) Pour le calcul d'un coefficient ρ donné, nous utiliserons
l'équation (4) dans laquelle nous remplacerons $\frac{dx}{dT}$ par les valeurs
que l'on peut déduire des courbes de ralentissement données aux
chapitres V et VI. Pour le calcul de la correction de Williams-
Bethe, nous utiliserons les valeurs suivantes de J : 16 volts
pour H₂, 25 volts pour He, 190 volts pour Ne, 480 volts pour A.
Pour ramener les résultats du calcul à la base $\Pi\rho_{\text{RaC'}}^{\text{air}} = 0 \text{ cm. } 100$,
nous multiplierons par le facteur $\frac{0,100}{0,086} = 1,16$.

bant. Il n'en est pas de même pour les différences $P - \Pi$ qui dépendent non seulement de Π_p mais de la variation du pouvoir ionisant. Celle-ci diffère d'un corps à l'autre ⁽¹⁾ et l'équation (7) de Lewis n'est valable que pour l'air. La forme de la courbe $i(y)$ peut cependant varier dans d'assez larges limites sans que la différence $P - \Pi$ en soit sérieusement affectée. Nous appliquerons en conséquence, au calcul de $P - \Pi$, la relation :

$$P - \Pi = 0,75 \Pi_p$$

qui ne diffère pratiquement pas de celle de Lewis. On obtient, en définitive ⁽²⁾ :

Groupe α	$P_N - \Pi$ (cm.)					$P - \Pi$ (cm.)				
	air	H ₂	He	Ne	A	air	H ₂	He	Ne	A
ThC' long p. . .	0,132	0,51	0,66	0,24	0,16	0,114	0,43	0,56	0,20	0,13
ThC' . . .	0,106	0,39	0,52	0,19	0,13	0,090	0,33	0,44	0,17	0,11
RaC' . . .	0,089	0,32	0,43	0,17	0,11	0,074	0,27	0,36	0,14	0,09
ThC. . .	0,063	0,22	0,30	0,12	0,08	0,051	0,19	0,26	0,10	0,07
Po . . .	0,053	0,18	0,25	0,10	0,06	0,041	0,15	0,21	0,08	0,05

Différence entre les parcours extrapolés et les parcours moyens pour divers groupes de rayons α et divers corps absorbants.

§ 7. Ralentissement des rayons α . Déviation magnétique. — Nous avons vu qu'un faisceau parallèle et monocinétique de

⁽¹⁾ Cf. FEATHER et NIMMO (*loc. cit.*).

⁽²⁾ Nous avons admis que les rapports théoriques des coefficients de fluctuations se conservaient pour les fluctuations des *projections* des parcours. Or la diffusion multiple et les déviations anormales augmentent avec le numéro atomique. Les valeurs que nous avons admises pour Π_p , et par conséquent pour $P - \Pi$ devraient être de ce fait un peu trop fortes pour H₂ et He, un peu trop faibles pour Ne et A. Par contre, les valeurs de $P - \Pi$ devraient être un peu trop faibles pour H₂ et He et un peu trop fortes pour Ne et A du fait que nous avons négligé la déformation de $i(y)$.

rayons α éprouvait avant son absorption complète, une série d'altérations dont la plus importante était son *ralentissement*. Ce phénomène, prévu dès le début par Mme P. Curie, a été reconnue expérimentalement quelques années après par E. Rutherford, au moyen d'une méthode de déviation magnétique.

On sait qu'une particule α soumise à l'action d'un champ magnétique transversal décrit une trajectoire dont le rayon de courbure R est donné par l'équation :

$$(8) \quad R = \frac{Mv}{2eH},$$

où H est la valeur du champ au point considéré, M la masse ⁽¹⁾ de la particule α , v sa vitesse et $2e$ sa charge

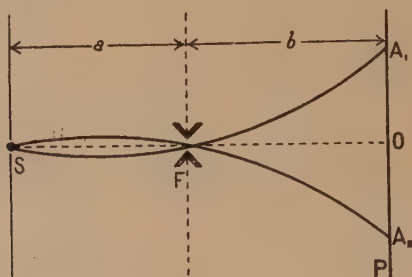


Fig. 5.

Lorsque le champ est uniforme et lorsque la particule se meut dans le vide, le deuxième membre de (8) est constant ; la trajectoire de la particule est en ce cas une circonférence de rayon R . L'équation (8) peut alors nous donner la vitesse v , si nous mesurons les valeurs de H et de R . La mesure du champ est d'ailleurs inutile si l'on se borne à des mesures de

(1) Il faut remplacer M par la masse relativiste $\frac{M_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ si l'on veut atteindre une précision supérieure à $\frac{2}{1000}$.

vitesse relatives. Le rayon R peut être déterminé par la mesure de la déviation du faisceau, après un trajet déterminé dans le champ magnétique.

Dès ses premières recherches sur la vitesse et le ralentissement des rayons α , E. Rutherford a utilisé un dispositif expérimental dû à Henri Becquerel, devenu classique depuis et employé, à quelques variantes près, par la plupart des chercheurs qui ont eu à s'occuper de la question (fig. 5). Le rayonnement d'une source linéaire S est canalisé par une fente F et enregistré en P par une plaque photographique ou un écran au ZnS. L'appareil se trouve dans une boîte étanche, rigoureusement vidée pendant les expériences, et placée entre les pièces polaires d'un électro-aimant. Le champ uniforme est perpendiculaire au plan de la figure; on peut en général l'inverser. Le cercle décrit par les rayons α est défini par les trois points S, F, A_1 . La déviation enregistrée en P est la distance $OA_1 = d$. Si l'on inverse le champ on peut enregistrer la double déviation $A_1A_2 = 2d$. La mesure du rayon R, et par conséquent de la vitesse v exige d'une part la mesure de la déviation d et d'autre part la connaissance exacte des dimensions de l'appareil.

La méthode de déviation magnétique a été appliquée d'une part à la détermination des vitesses initiales de rayons α en valeur absolue ou relative, d'autre part à l'étude du ralentissement dans les corps solides. Pour l'étude du ralentissement, on interpose des feuilles d'épaisseur connue sur le trajet des rayons, au contact même de la source radioactive. La vitesse diminuée du faisceau, que nous appellerons *vitesse restante* ⁽¹⁾ est mesurée par la même méthode.

Les premiers travaux de E. Rutherford ⁽²⁾ ont porté sur le ralentissement dans l'aluminium. Ces travaux ont été repris et complétés par H. Geiger, E. Marsden et T. S. Taylor,

⁽¹⁾ Nous avons vu que les vitesses restantes des diverses particules du faisceau étaient dispersées autour d'une valeur moyenne. C'est la *vitesse restante moyenne* que l'on mesure.

⁽²⁾ E. RUTHERFORD. *Phil. Mag.*, 10, 1905, p. 163; 11, 1906, p. 166; 12, 1906, p. 134.

S. Rosenblum, G. H. Briggs ⁽¹⁾ qui ont étudié le ralentissement dans le mica et de nombreux métaux.

La courbe de variation de la vitesse restante en fonction de l'épaisseur de la couche matérielle traversée représente la *courbe de ralentissement* du groupe donné de rayons α dans le corps absorbant considéré. La figure 14 en donne un exemple. L'allure générale de la courbe de ralentissement ne varie pas beaucoup avec la nature du corps absorbant.

Diverses équations ont été proposées pour les courbes expérimentales de ralentissement. L'une de ces lois empiriques est très simple. Elle a été proposée par H. Geiger (*loc. cit.*) et s'applique assez bien lorsque la vitesse restante n'est pas trop faible et lorsque le corps absorbant est de numéro atomique moyen. Soit v la vitesse restante d'un faisceau de rayons α ayant traversé une couche matérielle d'épaisseur x et soit P_0 son parcours extrapolé. La *loi de Geiger* pose :

$$P_0 - x = gv^2,$$

où g est une constante qui dépend uniquement de la nature du milieu absorbant. Nous verrons plus loin quelles sont les limites de validité de cette loi.

Le dispositif expérimental de déviation magnétique décrit plus haut n'est applicable à l'étude du ralentissement que lorsque le trajet accompli par la particule α dans le corps absorbant est négligeable par rapport aux dimensions de l'appareil. En pratique, il ne peut être employé que pour les absorbants solides.

§ 8. Parcours et vitesse initiale d'un groupe de rayons α . — Outre la méthode directe que nous venons de décrire, on

⁽¹⁾ H. GEIGER. *Proc. Roy. Soc.*, A 83, 1910, p. 505 ; E. MARSDEN et T. TAYLOR. *Proc. Roy. Soc.*, A 88, 1913, p. 443 ; S. ROSENBLUM. *C. R.*, 183, 1926, p. 198 ; *C. R.*, 185, 1927, p. 851 ; *Ann. de Physique*, 10, 1928, p. 408 ; *Phys. Zeits.*, 29, 1928, p. 737 ; G. H. BRIGGS. *Proc. Roy. Soc.*, A 114, 1927, p. 341.

peut étudier le ralentissement des rayons α par plusieurs méthodes indirectes. L'une de celles-ci dérive de l'étude des parcours et des vitesses initiales des groupes naturels.

Considérons, d'une part, un groupe parallèle et monocinétique A de rayons α , ayant une vitesse initiale v et un parcours moyen Π dans un corps absorbant quelconque. Considérons d'autre part un groupe monocinétique A_0 , de vitesse initiale $v_0 > v$, de parcours moyen Π_0 , et supposons que ce groupe ait accompli dans le milieu absorbant considéré un trajet x tel que sa vitesse *restante* soit précisément égale à v . Outre le ralentissement, le groupe A_0 aura subi des fluctuations de vitesse et une faible diffusion; il contiendra aussi quelques particules ne portant qu'une seule charge élémentaire. Si la vitesse v n'est pas trop faible ⁽¹⁾, ces trois altérations du faisceau n'ont pas d'influence sur la valeur du parcours *moyen* restant; elles pourraient, en particulier, être nulles sans que la valeur de ce parcours moyen restant en soit changée. Le parcours restant $\Pi_0 - x$ du groupe altéré A_0 , de vitesse *restante* v , sera donc égal au parcours Π du groupe monocinétique et parallèle A, de vitesse *initiale* v :

$$(10) \quad \Pi_0 - x = \Pi.$$

Cette relation nous permet d'étudier le ralentissement d'un groupe rapide de rayons α par des mesures précises des vitesses initiales et des parcours moyens des groupes plus lents. Si $\Pi_1, \Pi_2, \dots$ sont les parcours moyens des groupes de vitesses $v_1, v_2, \dots$ on pourra obtenir les trajets $x_1, x_2, \dots$ que doivent accomplir des particules de vitesse initiale v_0

⁽¹⁾ Les groupes naturels les plus lents ont des vitesses initiales de l'ordre de $1,4 \cdot 10^9$ cm./sec. Cette vitesse est encore beaucoup trop élevée pour que les trois altérations dont il est question puissent avoir une influence perceptible sur la valeur de Π .

pour que cette vitesse soit réduite à $v_1, v_2, \dots$ en écrivant $x_1 = \Pi_0 - \Pi_1, x_2 = \Pi_0 - \Pi_2, \dots$. On pourra construire ainsi par points une partie de la courbe de ralentissement.

On a parfois écrit l'équation (10) sous la forme :

$$(11) \quad P_0 - x = P$$

en utilisant les parcours extrapolés à la place des parcours moyens. Cette dernière équation ne saurait être rigoureusement exacte, le parcours extrapolé dépendant essentiellement des fluctuations de vitesse. Nous avons vu cependant au § 6 que la différence $P - \Pi$ est faible et ne varie pas beaucoup lorsque l'on passe d'un groupe de rayons α à l'autre ; l'équation (11) peut en conséquence être utilisée si l'on se contente d'une précision réduite (de l'ordre de 10/o sur x).

L'équation (11) nous permet d'écrire la loi de Geiger sous la forme :

$$P = gv^3.$$

Le parcours extrapolé d'un groupe de rayons α est proportionnel au cube de sa vitesse initiale. On peut aussi essayer d'appliquer la loi de Geiger au parcours moyen :

$$\Pi = \gamma v^3.$$

§ 9. **Pouvoir de ralentissement. Pouvoir d'arrêt.** — Considérons un faisceau de rayons α de vitesse v , en mouvement dans un corps absorbant K_0 , que nous prendrons comme corps de référence, et soit Δx_0 le trajet que doivent accomplir ces rayons pour que leur vitesse soit réduite d'une quantité donnée, très petite, Δv . Considérons d'autre part un faisceau de rayons, *de même vitesse* v , en mouvement dans un corps absorbant quelconque K , et soit Δx le trajet que les rayons doivent accomplir pour que leur vitesse soit réduite *de la même quantité* Δv . Nous appellerons *pouvoir de*

ralentissement ⁽¹⁾ du corps K par rapport au corps K_0 le nombre :

$$(12) \quad x = \frac{\Delta x_0}{\Delta x}.$$

Ce pouvoir de ralentissement peut varier avec la vitesse v dont il faut, en conséquence, spécifier la valeur.

Un cylindre de substance K ayant l'unité de surface pour base et Δx pour hauteur contient $\frac{\mathcal{N}\delta}{\mathcal{A}} \Delta x$ atomes, où δ est la densité, $\mathcal{A}$ le poids atomique et $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro.

Un cylindre analogue de substance K_0 contient $\frac{\mathcal{N}\delta_0}{\mathcal{A}_0} \Delta x_0$ atomes. Nous pouvons rapporter le pouvoir de ralentissement d'un seul atome K à celui d'un seul atome K_0 . Le nombre :

$$(13) \quad \sigma = \frac{\mathcal{A}\delta_0}{\mathcal{A}_0\delta} \frac{\Delta x_0}{\Delta x} = \frac{\mathcal{A}\delta_0}{\mathcal{A}_0\delta} x$$

peut être appelé, le pouvoir de ralentissement par atome ou *atomique*, du corps K par rapport au corps K_0 .

On peut définir un pouvoir de ralentissement *moyen* en considérant non plus des variations très petites, mais des ralentissements importants. Si x_0 et x sont les trajets respectifs que doit accomplir une particule α dans les corps absorbants K_0 et K pour que sa vitesse soit réduite de v_1 à v_2 , nous dirons que le pouvoir de ralentissement moyen du corps K, dans le domaine $v_1 > v > v_2$ est :

$$(14) \quad \bar{x}_{v_1}^{v_2} = \frac{x_0}{x}.$$

Considérons deux groupes de rayons α de vitesses initiales

(1) La valeur du pouvoir de ralentissement reste la même si l'on remplace dans sa définition le mot « vitesse » par le mot « énergie ». La notion de pouvoir de ralentissement a été utilisée par S. ROSENBLUM (*Ann. de Physique*, 10, 1928, p. 408) dans un sens un peu moins général que celui que nous lui donnons ici.

v_1, v_2 et dont les parcours moyens sont respectivement Π_1, Π_2 dans le corps K et Π_{10}, Π_{20} dans le corps K_0 . Si nous appliquons à ce cas l'équation (10), l'équation (14) peut s'écrire :

$$(14') \quad \bar{x}_{v_1} = \frac{\Pi_{10} - \Pi_{20}}{\Pi_1 - \Pi_2}.$$

Nous pouvons également déterminer un pouvoir de ralentissement moyen le long du parcours complet. Si Π_0 et Π sont les parcours respectifs d'un groupe donné de rayons α dans les corps K_0 et K nous aurons :

$$(14'') \quad \bar{x}_{\Pi} = \frac{\Pi_0}{\Pi}.$$

Il peut être utile de suivre la variation de $\bar{x}$ de plus près que ne le permettent les équations (14') et (14''). Considérons



Fig. 6.

pour cela un faisceau parallèle et monocinétique de rayons α émis par une source S, en mouvement dans le corps de référence K_0 et soit Π son parcours moyen. Interposons, sur la source même, un écran d'épaisseur x de matière K (fig. 6). La valeur apparente du parcours moyen s'en trouve changée et soit Π' la nouvelle valeur observée. Soit x_0 l'épaisseur de matière K_0 définie par $x_0 = \bar{x}_x x$. Les rayons α ayant parcouru x_0 cm. de diamètre K_0 ou x cm. de matière K ont, par définition, la même vitesse restante et par conséquent (cf. § 8) le même parcours moyen restant dans le corps K_0 . Il en résulte $\Pi - x_0 = \Pi' - x$ ou encore,

en substituant à x_0 sa valeur $\bar{x}_x x$ et en résolvant par rapport à $\bar{x}_x$:

$$(15) \quad \bar{x}_x = \frac{\Pi - \Pi'}{x} + 1.$$

La notion de pouvoir de ralentissement nous permet de construire la courbe de ralentissement dans le corps K si l'on connaît la courbe de ralentissement dans le corps K_0 ; il suffira de faire correspondre, à la même vitesse restante v , l'épaisseur $x = \frac{x_0}{\bar{x}}$ à la place de l'épaisseur x_0 (*écrans équivalents*). Il faut pour cela pouvoir déterminer $\bar{x}$ indépendamment des courbes de ralentissement. Les équations (14'), (14'') et (15) nous permettent de le faire, pour n'importe quel épaisseur x , par de simples mesures de parcours.

Les mesures de parcours moyens étant toujours délicates, on a généralement employé les équations (14'), (14'') et (15) sous la forme légèrement modifiée :

$$(16) \quad \bar{k}_{v_1}^{v_2} = \frac{P_{10} - P_{20}}{P_1 - P_2} \quad \bar{k}_P = \frac{P_0}{P},$$

$$(16'') \quad \bar{k}_x = \frac{P - P'}{x} + 1,$$

en substituant les parcours extrapolés aux parcours moyens.

Les quantités $\bar{k}$ définies par (16), (16'') sont connues sous le nom de « pouvoir d'arrêt » (stopping power, Bremsvermögen). Cette expression a été employée par ailleurs, notamment pour de nombreux travaux théoriques (Fowler, Bethe, etc.) dans plusieurs sens assez différents ; d'autre part, les définitions (16), (16'') qui font intervenir les parcours extrapolés, n'ont pas un sens théorique suffisamment clair. C'est pour éviter ces divers inconvénients que nous avons repris la notion de « pouvoir de ralentissement ». Les anciennes mesures du « pouvoir d'arrêt », défini par (16), (16'') peuvent évidemment servir, en première approximation, comme mesures du « pouvoir de ralentissement »,

Nous verrons plus loin quel est l'ordre de grandeur des erreurs que l'on commet en confondant les deux notions (voir paragraphe suivant).

Les pouvoirs d'arrêt ont fait l'objet de nombreuses recherches ⁽¹⁾. En règle générale le *pouvoir d'arrêt atomique* ⁽²⁾ augmente avec le numéro atomique du corps absorbant en étant, très grossièrement, proportionnel à sa racine carrée.

Pour une substance absorbante donnée, le pouvoir d'arrêt dépend des limites de vitesse (ou de parcours) entre lesquelles il est déterminé. Si le numéro atomique du corps absorbant est supérieur à celui de la substance de référence ⁽³⁾, le pouvoir d'arrêt diminue avec la vitesse (le parcours restant); si le numéro atomique du corps absorbant est inférieur à celui de la substance de référence, le pouvoir d'arrêt augmente lorsque la vitesse (le parcours restant) diminue (cf. chapitre VI).

§ 10. Ralentissement des rayons α dans les gaz. — On peut étudier le ralentissement des rayons α dans les gaz soit en modifiant convenablement la méthode directe de déviation magnétique du § 7, soit en utilisant des méthodes indirectes. Le ralentissement des rayons α dans l'air, par exemple, a fait l'objet de nombreux travaux parmi lesquels nous pouvons citer les suivants :

⁽¹⁾ Voir par exemple W. H. BRAGG et R. D. KLEEMAN, *Phil. Mag.*, **10**, 1905, p. 318; B. KUCERA et B. MASEK, *Phys. Zeits.*, **7**, 1906, pp. 337 et 660; T. S. TAYLOR, *Phil. Mag.*, **18**, 1906, p. 604 et **26**, 1913, p. 402; E. MARSDEN et H. RICHARDSON, *Phil. Mag.*, **25**, 1913, p. 184; RAUSCH V. TRAUBENBERG, *Zeits. f. Phys.*, **5**, 1921, p. 396; H. GLASSON, *Phil. Mag.*, **43**, 1922, p. 477; R. W. GURNEY, *Proc. Roy. Soc., A*, **107**, 1925, p. 340; G. E. GIBSON et E. W. GARDINER, *Phys. Rev.*, **30**, 1927, p. 543, G. E. GIBSON et H. EYRING, *Phys. Rev.*, **30**, 1927, p. 553; J. CONSIGNY, *Thèse de doctorat*, Paris, 1928.

⁽²⁾ On définit le pouvoir d'arrêt par atome ou atomique, par une relation analogue à (13) :

$$s = \frac{A_0 \delta_0}{A_0 \delta} k.$$

⁽³⁾ On choisit généralement l'air comme substance de référence. On a cependant parfois utilisé l'oxygène.

Expériences de Marsden et Taylor ⁽¹⁾. — Marsden et Taylor utilisent une méthode directe. Les rayons α accomplissent un certain trajet dans une chambre A contenant de l'air, traversent un écran de mica M et pénètrent dans une chambre B qui est évacuée et se trouve dans l'entrefer d'un électroaimant. La déviation du faisceau est mesurée sur un écran au ZnS. Le ralentissement du faisceau dû à l'air contenu dans A est augmenté par l'écran M, dont il faut connaître le pouvoir d'arrêt pour faire la correction.

Expériences de Kapitza ⁽²⁾. — Kapitza utilise une chambre Wilson qu'il place dans un solénoïde pouvant, sous l'action d'une décharge instantanée, donner pendant une fraction de seconde un champ de 80.000 gauss. Il photographie les trajectoires des rayons α et étudie le ralentissement en mesurant le rayon de courbure en chaque point de la trajectoire. Pour obtenir des résultats exacts, surtout en fin de parcours, il faut tenir compte des variations de charge.

Expérience de Briggs ⁽³⁾. *Discussion de la méthode des écrans équivalents*. — G. H. Briggs, utilise la méthode des *écrans équivalents* dont nous avons parlé plus haut. Il étudie le ralentissement des rayons α dans le mica par la méthode classique décrite au § 7. Il détermine l'épaisseur x_0 d'air équivalente à l'épaisseur x de mica en posant $x_0 = \bar{k}x$ et mesure $\bar{k}$ pour chacun des écrans de mica employés en utilisant la méthode des scintillations et le dispositif expérimental représenté schématiquement figure 6.

Les mesures de Briggs sont suffisamment précises pour que l'on tienne compte de la différence entre le pouvoir de ralentissement α et le pouvoir d'arrêt k (au sens du para-

⁽¹⁾ E. MARSDEN et T. S. TAYLOR, *Proc. Roy. Soc.*, A 88, 1913, p. 443.

⁽²⁾ P. L. KAPITZA, *Proc. Roy. Soc.*, A 106, 1924, p. 602.

⁽³⁾ G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A 114, 1927, p. 341.

graphe précédent). La correction que l'on devra faire subir aux quantités x_0 de Briggs sera : $\Delta x_0 = x(x - k)$.

Reprenons le dispositif expérimental représenté schématiquement figure 6, qui nous a servi à établir les équations (15) et (16'). Supposons que le corps de référence K_0 soit l'air et le corps K le mica. En déduisant les équations (15) et (16') l'une de l'autre et en groupant convenablement les termes il vient :

$$\Delta x_0 = x(\bar{x} - \bar{k}) = P'_N - \Pi' - (P - \Pi).$$

Comme nous sommes supposés utiliser la méthode des scintillations, nous avons affecté le parcours extrapolé de l'indice N , afin de rappeler qu'il est défini à partir du nombre de particules présentes (voir fig. 1 et § 6). En tenant compte de l'équation (5), la relation précédente devient :

$$\Delta x_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Pi(\rho' - \rho),$$

où ρ est le coefficient normal de fluctuation des parcours dans l'air et où ρ' est un coefficient de fluctuation provenant d'un trajet x dans le mica suivi d'un trajet $\Pi' - x = \Pi - x_0$ dans l'air. Le produit $\Pi\rho'$ peut être calculé par l'équation (4) (§ 3) en utilisant les constantes du mica pour le trajet x_0 et les constantes de l'air pour le trajet $\Pi - x_0$ ⁽¹⁾. On trouve ainsi les corrections suivantes, en admettant que le groupe

(1) Si l'on pose dans l'expression de P_0 qui figure dans l'équation (3) : $Z_{\text{mica}} = 9,43$ d'une part, $Z_{\text{air}} = 7,23$ d'autre part, et si l'on tient compte du fait que 1 cm. d'air est équivalent à 1,46 mg./cm² de mica, il vient : $\frac{\rho_{\text{mica}}}{\rho_{\text{air}}} = 1,09$. Si l'on tient compte d'autre part de la correction de Williams-Bethe en posant $J_{\text{mica}} = 240$ volts et $J_{\text{air}} = 135$ volts, on obtient la valeur $\frac{\rho_{\text{mica}}}{\rho_{\text{air}}} = 1,14$ que nous avons employée pour les calculs.

de rayons étudié soit celui du Ra C' ($\Pi = 6$ cm. 88 ; $\Pi\rho = 0$ cm. 100).

x (cm.)	Δx_0 (cm.)
2,0	+ 0,006
4,0	+ 0,010
6,0	+ 0,012
6,9	+ 0,012

On voit que la correction est faible et ne dépasse guère le dixième de millimètre. Il ne faut cependant pas oublier que la méthode des scintillations augmente considérablement la valeur apparente des coefficients de fluctuation. Il est à présumer qu'une partie tout au moins de cette augmentation se retrouve dans la valeur de Δx_0 qui pourrait en ce cas être jusqu'à 10 fois plus élevée que ne l'indique le calcul précédent. Les inégalités d'épaisseur des écrans de mica tendent également à augmenter Δx_0 .

CHAPITRE II

Etude théorique de l'absorption des rayons α .

Nous exposerons brièvement dans ce chapitre les travaux théoriques concernant l'absorption des rayons α . Après quelques indications sur la théorie électromagnétique classique et la théorie quantique « ancienne » nous exposerons les résultats essentiels des travaux dérivant de la Mécanique ondulatoire, poursuivis surtout par H. Bethe et complétés par N. F. Mott, A. Sommerfeld, F. Bloch et d'autres. Nous donnerons quelques indications sur la correction provenant des variations de charge de la particule α et sur les procédés de calcul que nous emploierons au chapitre VI pour comparer la théorie à l'expérience.

Les notations et les valeurs numériques des constantes fondamentales que nous utilisons sont données ci-après :

$$A = \frac{M}{32\pi\epsilon^2 e^4 m N Z}$$

constante figurant dans l'expression intégrale de l'équation de Bethe.

A_0

masse atomique.

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$c = 2,9980 \cdot 10^{10} \text{ cm./sec.}$$

vitesse de la lumière.

$$e = \begin{cases} 4,770 \cdot 10^{-10} \text{ U. E. S.} \\ 1,5910 \cdot 10^{-20} \text{ U. E. M.} \end{cases}$$

charge élémentaire d'électricité.

E

énergie moyenne d'excitation d'un atome.

$$\text{Li}(y) = \int_0^y \frac{dy}{\log y}$$

symbole du logarithme intégral.

$$m = 9,04 \cdot 10^{-28} \text{ g.}$$

masse de l'électron.

$$M = 6,598 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

masse de la particule α .

N	nombre d'atomes (molécules pour les gaz polyatomiques) par cm^2 . Pour un gaz à 760 mm. Hg et 15° : $N = 2,564_5 \cdot 10^{19}$
$\mathcal{N} = 6,06_5 \cdot 10^{23}$	nombre d'Avogadro.
P	parcours ex-
Π	trapolé. $\left. \begin{array}{l} \text{parcours} \\ \text{moyen.} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{à 760 mm. Hg.} \\ \text{et } 15^\circ. \end{array}$
$\Psi(\xi)$	dérivée logarithmique de la fonction $\Gamma(\xi)$.
T	énergie cinétique d'une particule α .
v	vitesse d'une particule α .
$v_0 = 2,054_0 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$	vitesse initiale des rayons α du Th C' (sauf indication expressément contraire).
v'	vitesse des électrons intra-atomiques sur leurs orbites.
x	trajet accompli par les rayons α dans le milieu absorbant. Lorsque ce milieu est un gaz, x est exprimé en cm. à 760 mm. Hg. et 15° .
ze	charge électrique de la particule α .
Z	nombre d'électrons par atome (par molécule dans le cas des gaz polyatomiques).

§ 11. Echanges d'énergie entre particules α et électrons absorbants. — Une particule α en mouvement dans un milieu matériel traverse un grand nombre d'atomes et perd petit à petit son énergie cinétique, qu'elle transmet

aux électrons et aux noyaux de ces atomes. Le taux de la perte d'énergie dépend d'une part de la loi d'interaction entre la particule et les électrons et noyaux, d'autre part de la probabilité d'une rencontre. La perte d'énergie due à l'action des noyaux est, à cause de la grande masse de ces derniers, peu importante par rapport à celle qui provient de l'action des électrons. Nous la laisserons en conséquence de côté.

Nous pouvons, en première approximation, considérer les électrons intra-atomiques comme libres et au repos ; soit E l'un de ces électrons et soit p la distance qui le sépare de la trajectoire rectiligne de la particule α . distance appelée le *paramètre de choc*. La loi d'interaction entre la particule α et l'électron E est la loi de Coulomb. La masse de la particule α étant très supérieure à celle de l'électron, ce dernier est mis en mouvement. Un calcul classique nous donne la valeur q de l'énergie cinétique qui lui est transmise :

$$(17) \quad q = \frac{2e^2e^4}{mv^2} \frac{1}{p^2 + \frac{e^2e^4}{m^2v^4}}$$

On peut résoudre cette expression par rapport à p :

$$(18) \quad p^2 = \frac{2e^2e^4}{mv^2} \left(\frac{1}{q} - \frac{1}{2mv^2} \right).$$

L'énergie maximum transmissible à un électron correspond au choc direct ($p = 0$) ; sa valeur est $q_M = 2mv^2$.

Supposons que la particule α traverse une épaisseur de matière dx . Le nombre de chocs de paramètre compris entre p et $p + dp$ est égal au nombre d'électrons contenus dans une pellicule cylindrique de hauteur dx , de rayon p et d'épaisseur dp , soit $2\pi NZp dp dx$. L'énergie perdue par la particule α à la suite de ces chocs est $2\pi NZp q dp dx$. En remplaçant $2p dp$ par sa valeur déduite de (18), on trouve comme perte d'énergie due aux chocs de l'espèce considérée :

$$(19) \quad d\left(\frac{dT}{dx}\right) = -\frac{2\pi e^2e^4NZ}{mv^2} \frac{dq}{q}$$

et comme perte d'énergie totale due à toutes les valeurs possibles de p :

$$(19') \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 N Z}{mv^3} \int_0^{2mv^2} \frac{dq}{q}.$$

L'intégrale du second membre est infinie. Ce résultat est en contradiction directe avec l'expérience, les rayons α traversant une couche matérielle d'une certaine épaisseur avant d'être arrêtés. Pour que l'intégrale reste finie, il faut admettre que l'énergie transmissible à un électron ne peut être inférieure à une certaine limite q_0 , ou, ce qui revient au même, que pour les valeurs du paramètre de choc supérieures à une certaine limite p_0 il n'y a pas échange d'énergie. Avant les travaux de Bohr — sir J. J. Thomson et C. G. Darwin ⁽¹⁾ avaient essayé d'assigner comme limite supérieure à p soit l'écartement moyen de deux électrons, soit les limites d'un atome. Ils avaient trouvé ainsi un accord qualitatif avec les faits expérimentaux. Le caractère arbitraire de leur limite supérieure restait cependant entier.

§ 12. Valeur de la limite d'intégration. Calculs de Bohr et de Henderson Fowler. — N. Bohr ⁽²⁾ calcule la limite supérieure de p en faisant intervenir les liaisons des électrons. Il considère ces derniers comme pouvant vibrer, autour d'une position d'équilibre stable, avec une fréquence caractéristique ν et appelle « durée de choc » le temps $\frac{p}{\nu}$ nécessaire à la particule pour accomplir le trajet p . Si la durée de choc est courte par rapport au temps de vibration $\frac{1}{\nu}$, les forces de liaison intra-atomiques n'agissent pratiquement pas pendant le choc, tout se passe comme si l'électron était

⁽¹⁾ Sir J. J. THOMSON, *Phil. Mag.* 23, 1912, p. 449 ; C. G. DARWIN, *Phil. Mag.* 23, 1912, p. 901.

⁽²⁾ N. BOHR, *Phil. Mag.*, 24, 1913, p. 10 et 30, 1915, p. 581.

libre et les calculs effectués plus haut restent valables ; si, au contraire, la durée de choc est grande par rapport à celle de la vibration, tout se passe comme si l'électron était lié de façon rigide et il n'y a presque pas transmission d'énergie. L'effet des liaisons équivaut en pratique à l'introduction d'une limite de l'ordre de $\frac{v}{\nu}$ pour p . En posant certaines conditions réalisées pour les éléments légers ($Z < 10$), Bohr achève son calcul et trouve comme limite supérieure de p :

$$p_0 = \frac{k}{2\pi} \frac{v}{\nu}$$

k étant une constante numérique égale à 1,123. En introduisant cette valeur dans (17) et en négligeant $\frac{ze^2}{mv^2}$ par rapport à p_0 , on peut calculer la limite inférieure d'intégration q_0 qui doit remplacer 0 dans l'équation (19'). Si l'on effectue les calculs pour les fréquences caractéristiques ν_i de chacun des Z électrons de l'atome et si l'on fait la moyenne, il vient :

$$(20) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{mv^2} \log \frac{kmv^2}{2\pi \bar{\nu} ze^2}$$

ou $\bar{\nu}$ est la moyenne géométrique des fréquences ν_i de tous les Z électrons de l'atome :

$$\log \bar{\nu} = \frac{1}{Z} \sum \log \nu_i.$$

Pour comparer effectivement l'équation (20) aux courbes expérimentales, il faut connaître les fréquences ν_i . Bohr les détermine pour H_2 et He par la théorie électromagnétique classique, en se servant des résultats expérimentaux relatifs à la dispersion de la lumière ; pour l'air et l'aluminium, il fait le calcul par une méthode semi-empirique, en se servant des résultats de Marsden et Taylor relatifs au ralentissement des rayons α . En introduisant les valeurs de ν_i , calculées ainsi, dans l'équation (20), Bohr retrouve bien la forme des

courbes de ralentissement, ainsi que le sens de la variation du pouvoir de ralentissement lorsque la vitesse diminue (augmentation dans le cas de H_2 et He , diminution dans le cas de Al). La concordance numérique est satisfaisante comme première approximation ; les écarts restent cependant supérieurs aux erreurs expérimentales possibles ⁽¹⁾.

Quelques tentatives ont été faites à diverses reprises pour compléter le calcul de Bohr, en tenant compte de la structure atomique actuellement admise et proposée d'ailleurs par Bohr lui-même. Ces tentatives n'ont pas amélioré l'accord avec les résultats expérimentaux ⁽²⁾.

L'application de la théorie des quanta, sous sa forme ancienne, au problème de l'absorption des rayons α a été faite par G. H. Henderson ⁽³⁾ et R. H. Fowler ⁽⁴⁾.

Reprenons l'équation (19). La plus faible énergie transmissible à un électron, considéré comme faisant partie d'un atome de Rutherford-Bohr, est sa première énergie de résonance E_r , qui est en conséquence la limite inférieure d'intégration ; la limite supérieure reste évidemment $2mv^2$. En effectuant les calculs pour toutes les énergies d'ionisation et de résonance de tous les électrons de l'atome et en faisant la moyenne, il vient :

$$(21) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{2\pi e^2 e^4 N Z}{mv^3} \log \frac{2mv^2}{\bar{E}}$$

où $\bar{E}$ est la moyenne géométrique de toutes les énergies d'ionisation et de résonance des Z électrons de l'atome pour lesquelles la condition $E < 2mv^2$ est remplie. L'équation de

(1) Cf. E. J. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc.*, A 135, 1932, p. 108. Voir également K. W. F. KOHLRAUSCH, *Phys. Zeits.*, 29, 1928, p. 153 et S. ROSENBLUM, *Ann. de Physique*, 10, 1928, p. 408.

(2) R. H. FOWLER, *Proc. Cambr. Soc.*, 22, 1925, p. 793 ; K. W. F. KOHLRAUSCH (*loc. cit.*).

(3) G. H. HENDERSON, *Phil. Mag.*, 44, 1922, p. 680.

(4) R. H. FOWLER, *Proc. Cambr. Soc.*, 21, 1923, p. 521.

Henderson-Fowler mène, dans le cas de l'hydrogène et de l'hélium, à une absorption égale à environ la moitié de la valeur expérimentale. Le désaccord est moins marqué pour les corps de numéro atomique élevé. On voit que l'application de la théorie des quanta sous sa forme « ancienne » aboutit à un désaccord assez net avec l'expérience, alors que la théorie électromagnétique classique aboutissait à un accord acceptable. Le problème de l'absorption des rayons α était donc l'un de ceux auxquels l'application des nouvelles mécanique quantiques s'imposait.

§ 13. Application de la Mécanique Ondulatoire. Equation de Bethe. — La première application de la Mécanique ondulatoire au problème de l'absorption des rayons α a été faite par Gaunt⁽¹⁾, qui retrouve les résultats de Bohr, l'argument du terme logarithmique étant proportionnel à v^3 . Ce résultat n'est pas confirmé par les travaux ultérieurs et semble dû, comme l'ont montré Frame et Mott⁽²⁾, à certaines simplifications excessives faites au cours du calcul.

La question est reprise par H. Bethe⁽³⁾ qui traite la question en problème de deux corps : il écrit la solution de l'équation de Schrödinger pour le système atome-particule sans interaction et la perturbe en faisant intervenir l'interaction de la particule et des électrons et en négligeant celle de la particule et du noyau ; il applique la méthode générale d'approximations successives de Born⁽⁴⁾ en supposant la vitesse v de la particule grande par rapport à la vitesse v' des électrons intra-atomiques sur leurs orbites, ce qui permet de négliger les termes en $\left(\frac{v'}{v}\right)^2$ et de s'arrêter à la pre-

(1) J. A. GAUNT, *Proc. Cambr. Soc.*, **23**, 1927, p. 732.

(2) J. W. FRAME, *Proc. Cambr. Soc.* **27**, 1931, p. 511 ; N. F. MOTT, *Proc. Cambr. Soc.*, **27**, 1931, p. 553.

(3) H. BETHE, *Ann. der Phys.*, **5**, 1930, p. 325 ; *Zeits. f. Phys.*, **76**, 1932, p. 293.

(4) M. BORN, *Zeits. f. Physik.*, **38**, 1926, p. 803.

mière approximation. Dans le cas de l'hydrogène atomique, il peut achever le calcul sans autre simplification et trouve :

$$(22) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^2 N}{mv^2} \log \frac{2mv^2}{\bar{E}}.$$

On voit que l'argument du logarithme est proportionnel à v^2 ⁽¹⁾. La constante $\bar{E}$ figurant dans cet argument est la moyenne géométrique des énergies d'excitation de l'atome :

$$\bar{E} = 1,105 Rh.$$

R étant la fréquence de Rydberg et h la constante de Planck ⁽²⁾.

Pour les atomes lourds, Bethe admet que les fonctions propres de l'équation de Schrœdinger respective sont des sommes de fonctions propres hydrogénoïdes relatives à chacune des couches de l'atome. Il peut aussi achever son calcul et trouve que l'équation qui s'applique aux atomes lourds ne diffère de (22) que par l'intervention du numéro atomique Z et par une valeur plus générale de $\bar{E}$, soit :

$$(23) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^2 NZ}{mv^2} \log \frac{2mv^2}{\bar{E}},$$

⁽¹⁾ L'équation de Bethe se rapproche par là de l'équation de Henderson. Ces deux équations diffèrent par la valeur du facteur numérique, qui est 4π pour Bethe et 2π pour Henderson, ainsi que par la valeur de $\bar{E}$ dont la définition n'est pas la même dans les deux cas. Numériquement, l'équation de Bethe donne pour $\frac{dT}{dx}$ des valeurs deux fois plus grandes, environ, que celles données par l'équation de Henderson.

⁽²⁾ Il est intéressant d'observer que $\bar{E}$, énergie moyenne d'excitation est supérieure à l'énergie d'ionisation $W = Rh$. Ce fait d'apparence paradoxale provient des transitions correspondant au spectre continu.

l'énergie moyenne d'excitation $\bar{E}$ étant définie par :

$$(24) \quad \log \bar{E} = \frac{1}{Z} \sum_n f_n \log J_n$$

où f_n représente la somme des intensités d'oscillation généralisées relatives à toutes les transitions ayant la couche n pour point de départ et où J_n est une énergie d'excitation moyenne relative à la même couche⁽¹⁾. La somme est étendue à toutes les couches de l'atome. Bethe calcule les valeurs de $\bar{E}$ pour plusieurs corps absorbants et donne, en volts-électron :

	H ₂	N ₂	Ag	Pb
$\bar{E}$	15	35	170	250

Le calcul primitif de Bethe négligeait la Relativité. Dans un travail récent⁽²⁾, Bethe tient compte de l'intervention des potentiels retardés et trouve l'expression corrigée :

$$(23') \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{mv^2} \left[\log \frac{2mv^2}{E} - \frac{1}{2} \log(1 - \beta^2) - \frac{\beta^2}{2} \right].$$

⁽¹⁾ L'intensité d'oscillation généralisée f_n ne diffère pas beaucoup du nombre d'électrons Z_n qui occupent la couche n lorsque l'atome est à l'état stable. Pour les couches extérieures $f_n > Z_n$, pour les couches intérieures $f_n < Z_n$. Par ailleurs, $\sum f_n = Z$. L'énergie moyenne d'excitation J_n d'une couche extérieure est en général un peu inférieure à l'énergie d'ionisation W_n de cette couche (à l'exception de l'hydrogène et de l'hélium pour lesquels intervient le spectre continu). L'énergie moyenne d'excitation d'une couche intérieure est au contraire très sensiblement supérieure à l'énergie d'ionisation de cette couche, fait qui provient des transitions relatives au spectre continu. L'hypothèse des fonctions propres hydrogénéoides intervient aussi bien pour le calcul de f_n que pour celui de J_n .

⁽²⁾ *Zeits. f. Physik*, 76, 1932, p. 293. Bethe établit l'équation corrigée en s'appuyant sur un travail de Ch. MøLLER (*Zeits. f. Physik*, 70, 1931, p. 786. Voir également *Ann. der Physik*, 14, 1932, p. 531).

Le terme correctif est extrêmement faible par rapport au terme principal $\log \frac{2mv^2}{E} \left(\frac{1}{1100} \text{ dans le cas de H}_2, \frac{1}{400} \text{ dans le cas de l'or, pour les rayons } \alpha \text{ les plus rapides} \right)$.

§ 14. Travaux de Sommerfeld, F. Bloch, Mott. Variations de charge des particules α . — On pourrait perfectionner le calcul de Bethe de deux manières différentes : 1° en s'affranchissant de certaines conditions restrictives telles que $v \gg v'$, faites pour pouvoir calculer le taux des échanges d'énergie ; 2° en calculant de manière plus rigoureuse l'énergie moyenne d'excitation $\bar{E}$. Plusieurs tentatives ont été faites dans ces directions.

A. Sommerfeld ⁽¹⁾ calcule la valeur $\bar{E}$ en utilisant les données de l'atome statistique de Thomas et Fermi. Il trouve, Z étant le *numéro atomique* :

$$(24') \quad E = 1,78 Z^{\frac{4}{3}} \text{ volts-électron.}$$

L'équation de Thomas et Fermi, et par conséquent le calcul de Sommerfeld, ne s'appliquent que lorsque le nombre d'électrons par atome est déjà élevé. C'est précisément dans ce cas ($Z > 15$) que l'expression de Sommerfeld donne pour $\bar{E}$ des valeurs beaucoup plus grandes que celles de Bethe. On trouve, par exemple, $\bar{E} = 303$ volts pour Ag et $\bar{E} = 635$ volts pour Pb, soit environ 2,5 fois plus que par le calcul de Bethe.

F. Bloch ⁽²⁾ utilise également les conceptions statistiques de Thomas et Fermi pour le calcul de $\bar{E}$. Il trouve que $\bar{E}$ est proportionnel au *numéro atomique* Z :

$$(24'') \quad E = \alpha Z.$$

(1) A. SOMMERFELD, *Zeits. f. Phys.*, 78, 1932, p. 283.

(2) F. BLOCH, *Zeits. f. Phys.*, 81, 1933, p. 363.

mais ne calcule pas la valeur théorique du coefficient α (cf. § 42).

N. F. Mott ⁽¹⁾ considère le cas des rayons α lents ($v < v'$), emploie une méthode de perturbation différente de celle de Bethe et trouve que la valeur de $-\frac{dT}{dx}$ doit être diminuée (ce qui revient également à une augmentation apparente de E).

F. Bloch ⁽²⁾ utilise, dans le cadre de la Mécanique ondulatoire, une méthode d'analyse des chocs analogue à celle qu'a utilisée Bohr dans le cadre de la théorie électromagnétique classique. Il réussit à mieux préciser les conditions de valabilité du calcul de Bethe et trouve, aux conditions

restrictives $v \gg v'$ et $v \gg \sqrt{\frac{2\pi\epsilon^2 v'}{h}}$ l'expression suivante :

$$(25) -\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi\epsilon^2 e^4 N Z}{mv^2} \left[\log \frac{2mv^2}{E} + \Psi(1) - \Re \Psi \left(1 + i \frac{2\pi\epsilon e^2}{hv} \right) \right]$$

où $\Psi(\xi)$ désigne la dérivée logarithmique de la fonction $\Gamma(\xi)$ et $\Re \Psi(\xi)$ la « partie réelle » de Ψ . L'équation de Bloch se réduit à celle de Bethe lorsque v est très grand ⁽³⁾. Si l'on tient compte des potentiels retardés, il s'introduit dans l'équation (25) le même terme correctif $-\frac{1}{2} \log(1 - \beta^2) - \frac{\beta^2}{2}$ que dans l'équation (23).

Variations de charge de la particule α . — Nous avons vu (§ 2) que les particules α pouvaient fixer un électron ϵ et accomplir

⁽¹⁾ N. F. MOTT, *Proc. Cambr. Soc.*, 27, 1931, p. 553.

⁽²⁾ F. BLOCH, *Ann. der Physik*, 16, 1933, p. 285.

⁽³⁾ Lorsque v est au contraire très petit : $\Re \Psi \left(1 + i \frac{2\pi\epsilon e^2}{hv} \right) \approx \log \frac{2\pi\epsilon e^2}{hv}$ et l'équation de Bloch se réduit à l'équation de Bohr (20). Il ne faut cependant pas oublier que le calcul de Bloch ne s'applique plus aux faibles vitesses.

une partie de leur trajet à l'état d'ions He^+ . Ces variations de charge se répercutent sur le taux d'absorption $-\frac{dT}{dx}$.

Si l'on voulait étudier en toute rigueur le problème de l'absorption du système $\alpha + \varepsilon$, il faudrait traiter la question comme un problème de quatre corps (noyau, électron atomique, centre α , électron ε) ; on serait conduit à des calculs inextricables. Nous nous bornerons donc à une analyse sommaire.

Le système $\alpha + \varepsilon$ éprouve de la part des électrons absorbants soit des actions à grande distance, soit des chocs plus ou moins directs. Dans le cas des actions à grande distance, on peut traiter le système $\alpha + \varepsilon$ comme une particule condensée et on peut lui appliquer tels quels les calculs ci-dessus, en posant $z^2 = 1$ dans les équations respectives ; l'absorption correspondant à cette sorte de chocs est 4 fois plus faible que pour une particule α ordinaire. Dans le cas des actions à courte distance, la perte d'énergie du système $\alpha + \varepsilon$ est très supérieure à celle qu'éprouverait une particule « condensée », d'importants termes de polarisation s'ajoutant, dans l'expression du champ de la particule, aux termes provenant de la charge résultante. Par contre, cette perte d'énergie est généralement inférieure à celle qu'éprouverait une particule α ordinaire pour un choc de même espèce, le champ propre de l'électron ε affaiblissant, en général, celui du centre α . On peut toutefois concevoir des chocs au cours desquels la perte d'énergie du système $\alpha + \varepsilon$ est supérieure même à celle qu'éprouverait une particule α ordinaire dans les mêmes conditions. Ce sont ceux au cours desquels l'électron absorbant passe, au cours du choc, entre le centre α et l'électron ε ⁽¹⁾. Tout compte fait, nous pouvons dire que la perte d'énergie *moyenne* du système $\alpha + \varepsilon$ a pour limite supérieure la perte d'énergie de la particule α ordinaire et pour limite inférieure la perte d'énergie qu'éprouverait une particule « condensée » de charge e et de masse $M + m$. L'absorption du système $\alpha + \varepsilon$ peut être représentée par l'équation (7) si l'on adopte pour z^2 une « valeur efficace » ζ^2 comprise entre 1 et 4 ⁽²⁾.

Suivons une particule α pendant un trajet très court $\Delta x = \Delta\lambda_1$

(1) Le système $\alpha + \varepsilon$ a des dimensions atomiques et on peut se demander jusqu'à quel point on peut parler du choc de ce système avec *un seul* électron, alors qu'il semble assez logique de faire participer au choc tous les électrons de l'atome absorbant. L'introduction dans le calcul de considérations de ce genre mènerait vraisemblablement à une augmentation de l'absorption.

(2) Il ne faut pas exclure *à priori* la possibilité d'une variation de ζ^2 avec la vitesse v .

+ $\Delta\lambda_2$ et supposons qu'elle en accomplisse la partie $\Delta\lambda_1$ à l'état ordinaire et la partie $\Delta\lambda_2$ à l'état He^+ . En écrivant que la charge efficace de la particule α est ze pendant le trajet $\Delta\lambda_1$ et ζe pendant le trajet $\Delta\lambda_2$, on trouve que l'équation de Bethe corrigée pour les variations de charge s'obtient simplement en remplaçant z^2 par sa valeur moyenne :

$$\overline{z^2} = \frac{4\Delta\lambda_1 + \zeta^2\Delta\lambda_2}{\Delta x} = 4 - \frac{4 - \zeta^2}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}$$

λ_1 et λ_2 étant, suivant la notation habituelle, les libres parcours de la particule α à l'état He^{++} et à l'état He^+ respectivement, libres parcours qui dépendent de la vitesse v . Si nous désignons par ΔT la valeur non corrigée de la perte d'énergie et par $\Delta T_\eta = \Delta T(1 - \Delta\eta)$ la valeur corrigée, il vient :

$$(26) \quad \Delta\eta = \frac{1 - \frac{\zeta^2}{4}}{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}.$$

Le calcul de $\Delta\eta$ exige la connaissance de ζ^2 et du rapport $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$.

La valeur de ζ^2 est comprise entre 1 et 4. Pour $\zeta^2 = 4$, la correction est nulle, pour $\zeta^2 = 1$, la correction est maximum. Pour donner une indication sur la valeur numérique de $\Delta\eta$, nous ferons un calcul en posant $\zeta^2 = 2$ ⁽¹⁾.

La valeur du rapport $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ dépend de la vitesse des rayons et de la nature du corps absorbant. Les données numériques que l'on possède à ce sujet, tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental sont encore assez contradictoires. Il semble pourtant que la variation de $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ en fonction de v soit à peu près la même pour tous les corps absorbants dont le numéro atomique n'est pas trop petit, tels que l'air, le mica, les métaux. Pour ces corps, et pour $v > 5 \cdot 10^8$ cm./sec., on pourra appliquer la loi de Briggs : ⁽²⁾.

$$(27) \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 4,4 \cdot 10^{27} \cdot v^{-4,2}.$$

⁽¹⁾ Cf. E. J. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc.*, A 135, 1932, p. 108 et P. M. S. BLACKETT, *Proc. Roy. Soc.*, A 135, 1932, p. 132.

⁽²⁾ G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A 114, 1927, p. 341. Briggs a établi cette loi pour le mica.

Pour les corps de numéro atomique très faible, tels que H_2 et He , le rapport $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ varie beaucoup plus rapidement en fonction de la vitesse. Suivant un travail théorique de Brinkman et Kramers ⁽¹⁾, $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ est, dans l'hydrogène et aux grandes vitesses, proportionnel à v^{-11} . Aux vitesses inférieures à $1,0 \cdot 10^9$ cm./sec., la loi de variation de $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ semble être à peu près la même dans l'hydrogène et dans l'air.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la correction $\Delta\eta$ dans l'air et dans l'hydrogène pour diverses valeurs de v . Pour le calcul nous avons posé $\zeta^2 = 2$ dans l'équation (26). Pour le calcul de $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ nous avons, dans l'air, appliqué la loi de Briggs (27). Dans l'hydrogène nous avons admis la proportionnalité à v^{-11} pour $v > 1,0 \cdot 10^9$ cm./sec. et la loi de Briggs (11) pour $v < 1,0 \cdot 10^9$ cm./sec.

v 10 ⁹ cm./sec.	$\Delta\eta = 1 - \Delta T_\eta / \Delta T$	
	air	H_2
2,0	0,002	0
1,6	0,007	0,001
1,2	0,021	0,010
0,8	0,09	0,09
0,6	0,19	0,19

Correction pour les variations de charge de la particule α .

§ 15. Intégration de l'équation de Bethe. Corrections. — L'équation de Bethe sous sa forme différentielle (23) se prête assez mal à une comparaison avec les résultats expérimentaux. L'intégration ne présente d'ailleurs aucune difficulté ⁽²⁾.

⁽¹⁾ H. C. BRINKMAN et H. A. KRAMERS, *Proc. Amsterdam*, **33**, 1930, p. 973. Voir également les travaux théoriques de L. H. THOMAS, *Proc. Roy. Soc., A* **114**, 1927, p. 527 et de J. R. OPPENHEIMER, *Phys. Rev.*, **31**, 1928, p. 349, ainsi que le travail expérimental de J. C. JACOBSEN, *Phil. Mag.*, **10**, 1930, p. 401.

⁽²⁾ Cf. P. M. S. BLACKETT, *Proc. Roy. Soc., A* **115**, 1932, p. 132.

Si l'on remplace T par son expression $\frac{1}{2} Mv^2(1 + \frac{3}{4} \beta^2)$, on obtient une équation différentielle en x et v :

$$(18) \quad -\frac{dv}{dx} = \frac{4\pi e^2 e^4 NZ}{mM \left(v^3 + \frac{3}{2} \frac{v^5}{c^2} \right)} \log \frac{2mv^2}{E},$$

que l'on peut écrire, en séparant les variables, sous la forme :

$$dx = \frac{mM \left(v^3 + \frac{3}{2} \frac{v^5}{c^2} \right)}{4\pi e^2 e^4 NZ} \frac{-dv}{\log \frac{2mv^2}{E}}.$$

Le second membre de cette dernière équation est une somme de deux termes, dont l'un, en v^3 , représente le terme principal, le second, en v^5 , la correction de relativité. Le terme en v^3 peut être intégré si nous faisons la substitution $\frac{4m^2 v^4}{E^2} = y$, le terme en v^5 peut être intégré si nous posons $\frac{8m^3 v^6}{E^3} = y'$. Si v_0 est la vitesse initiale de la particule et si l'on désigne les valeurs correspondantes de y et y' par y_0 et y'_0 il vient :

$$x = \frac{M\bar{E}^2}{32\pi e^2 e^4 mNZ} \int_{y_0}^{y_0} \frac{dy}{\log y} + \frac{3M\bar{E}^3}{128\pi e^2 e^4 m^2 cNZ} \int_{y'_0}^{y'_0} \frac{dy'}{\log y'}.$$

La fonction primitive de $\frac{1}{\log y}$ est, la *logarithme intégral* de y , que nous désignerons par le symbole $Li(y)$. Nous poserons, d'autre part, pour simplifier l'écriture :

$$(29) \quad A = \frac{M}{32\pi e^2 e^4 mNZ}.$$

En mettant en évidence les arguments des logarithmes intégraux, il vient :

$$(30) \quad x = A\bar{E}^2 \left[Li \left(\frac{4m^2 v^4}{E^2} \right) - Li \left(\frac{4m^2 v_0^4}{E^2} \right) \right] + \frac{3A\bar{E}^3}{4mc^2} \left[Li \left(\frac{8m^3 v^6}{E^3} \right) - Li \left(\frac{8m^3 v_0^6}{E^3} \right) \right].$$

Cette dernière équation relie le trajet x , accompli par les rayons α dans le corps absorbant, à leur vitesse initiale v_0 et leur vitesse restante v ⁽¹⁾. Elle se prête commodément à une comparaison avec les courbes expérimentales de ralentissement.

Outre les valeurs des constantes A et E, il faut, pour le calcul effectif de x , connaître les valeurs du logarithme intégral. Pour les calculs, il est plus commode d'utiliser une nouvelle fonction, que l'on peut appeler *exponentielle intégrale*, reliée au logarithme intégral par un changement de variable :

$$Ei(\log y) = Li(y).$$

Si l'on pose : $\log y = \lambda$, il vient :

$$\begin{aligned} Li(y) &= \int_0^y \frac{dy}{\log y} = Ei(\lambda) = \int_{-\infty}^{\lambda} \frac{e^{\lambda}}{\lambda} d\lambda \\ &= C + \log \lambda + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cdot \frac{\lambda^n}{n!} . \end{aligned}$$

La fonction $Ei(\lambda)$ peut être calculée par un développement en série. Des tables de cette fonction ont été publiées à plusieurs reprises ⁽²⁾. Ces tables sont généralement établies par valeurs entières de λ . Pour le calcul des valeurs intermédiaires, il est commode d'employer la formule d'interpolation suivante, qui se déduit sans difficulté du développement en série de $Ei(\lambda)$:

$$Ei(\lambda + \mu) = Ei(\lambda) + \log \left(1 + \frac{\mu}{\lambda} \right) + A_1 \mu + A_2 \mu^2 + \dots$$

les coefficients $A_1, A_2, \dots$ étant définis par les relations :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{\lambda} (e^{\lambda} - 1) ; A_2 = \frac{1}{2\lambda} (e^{\lambda} - A_1) ; \dots ; \\ A_n &= \frac{1}{n\lambda} \left[\frac{e^{\lambda}}{(n-1)!} - (n-1)A_{n-1} \right] ; \dots \end{aligned}$$

⁽¹⁾ La correction de relativité $\left[\text{termes en } Li \left(\frac{8m^3 v^6}{E^3} \right) \right]$ est environ 150 fois plus faible que le terme principal.

⁽²⁾ Cf. p. ex. J. HOUEL, *Recueil de formules et tables numériques*, Paris, Gauthier-Villars (pp. XXVII et 61) ; J. BORTHWICK DALE, *Mathematical Tables*, London, Arnold ; S. E. JAHNKE et F. EMDE, *Funktionentafel*, Leipzig.

Corrections. — En tenant compte du calcul de F. Bloch et des corrections de relativité et de variation de charge, l'équation de Bethe s'écrit :

$$(31) \quad -\frac{dv}{dx} = \frac{16\pi e^4 N Z(1 - \Delta_1)}{mM \left(v^2 + \frac{3}{2} \frac{v^2}{c^2} \right)} \left[\log \frac{2mv^2}{E} - \frac{1}{2} \log \frac{v^2}{c^2} - \frac{v^2}{c^2} + \Psi(1) - \Re \Psi \left(1 - i \frac{2\pi e^2}{hv} \right) \right].$$

Elle ne semble pas, sous cette forme, intégrable en toute rigueur. Les termes correctifs figurant dans la parenthèse sont cependant assez faibles par rapport au terme principal $\log \frac{2mv^2}{E}$ pour que l'on puisse calculer la valeur corrigée

de x , avec une très bonne approximation, par une sommation approchée. On divisera pour cela l'intervalle de variation de v en intervalles partiels $v_i - v_{i+1}$ ⁽¹⁾. On calculera pour chacun de ces intervalles les valeurs moyennes de $\frac{dv}{dx}$ données par les deux équations (28) et (31), soit

$\left(\frac{dv_i}{dx} \right)_B$ et $\left(\frac{dv_i}{dx} \right)_C$ respectivement. On calculera également la contribution x_{iB} de cet intervalle à la valeur non corrigée de x , par l'équation (30) où l'on posera $v_0 = v_i$ et $v = v_{i+1}$. On calculera ensuite la contribution du même intervalle à la

valeur corrigée de x en posant $\frac{x_{ic}}{x_{iB}} = \frac{\left(\frac{dv_i}{dx} \right)_B}{\left(\frac{dv_i}{dx} \right)_C}$, et enfin la

valeur corrigée de x en posant $x_c = \sum_i x_{ic}$, la somme étant étendue à tous les intervalles $v_i - v_{i+1}$ de v_0 à v .

⁽¹⁾ Pour avoir sur x une précision supérieure au millièrne, il suffit de diviser l'intervalle de variation de v de $2 \cdot 10^8$ en $2 \cdot 10^8$ cm./sec.

CHAPITRE III

Dispositif expérimental pour l'étude du ralentissement des rayons α dans les gaz.

Les travaux théoriques que nous avons succinctement exposés au chapitre précédent s'appliquent d'autant mieux que le nombre d'électrons par atome est plus petit et que la vitesse de ces électrons sur leurs orbites est plus faible. Il est donc particulièrement intéressant de comparer la théorie à l'expérience dans le cas du ralentissement des rayons α par les corps de très faible numéro atomique, pour lesquels ces conditions sont les mieux remplies. La plupart de ces corps étant gazeux, nous avons mis en œuvre un dispositif d'étude directe du ralentissement des rayons α dans les gaz, dispositif que nous décrirons dans ce chapitre.

§ 16. Principe de la méthode. Description de l'appareil. — La méthode directe que nous avons employée pour étudier le ralentissement des rayons α dans les gaz diffère peu, dans son principe, de celle qu'ont employée Marsden et Taylor et que nous avons mentionnée au § 10.

Les rayons α émis par une source radioactive S accomplissent, dans une région de champ magnétique nul, un trajet a dans un gaz à pression et température connues ; leur vitesse initiale v_0 se trouve, de ce fait, réduite à la vitesse restante v . Les rayons traversent ensuite un écran très mince E, où ils subissent un léger ralentissement supplémentaire Δv , et pénètrent dans une chambre parfaitement vidée, où ils sont déviés par un champ magnétique que l'on peut inverser. Leur double déviation $2d$ est enregistrée par une plaque photographique (fig. 7). La relation qui relie $2d$ à v est établie par un étalonnage expérimental et retrouvée

par le calcul. On fait varier la couche de gaz absorbant en agissant sur la pression, la distance a demeurant invariable. La méthode a été appliquée à l'étude du ralentissement dans l'air, l'hydrogène, l'hélium, le néon et l'argon.

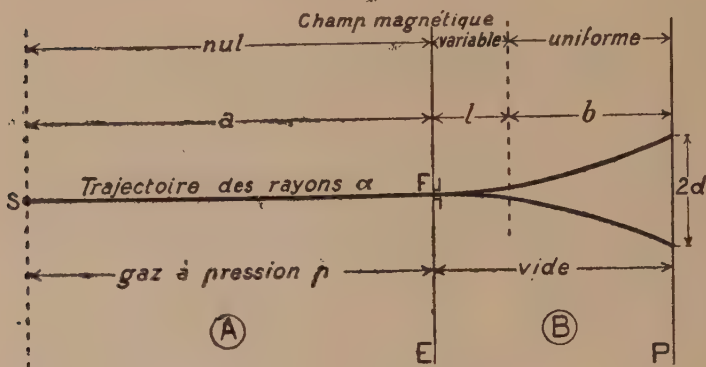


Fig. 7. — Schéma du dispositif expérimental.

A chambre de ralentissement. F fente.
 B chambre de déviation. E écran mince.
 S source radioactive. P plaque photographique.

L'appareil se compose de deux parties bien distinctes, que l'on peut appeler respectivement la chambre de ralentissement et la chambre de déviation (fig. 8).

La chambre de ralentissement est un tube cylindrique A, dont les épais parois de fer servent d'écran magnétique (voir § 23). A l'une de ses extrémités est vissée la pièce métallique G, portant la source radioactive S. Celle-ci est constituée par un fil d'or de 0,1 mm. de diamètre, activé sur une longueur de 7 mm. Un couvercle rodé C₁ ferme hermétiquement le tube A à cette extrémité. A l'autre extrémité est soudé un diaphragme de cuivre D, pourvu d'une fente assez large (0, mm. 5) parallèle à la source S. Un écran très mince (3 μ) d'acétate de cellulose est collé, au moyen d'une cire appropriée, sur la face extérieure de ce diaphragme. Au-dessus se trouve vissée une plaque de cuivre, qui porte une fente réglable F, parallèle à la source radioactive, et dont la largeur est fixée généralement à 0 mm. 04 (fig. 9). Cette fente, conjointement à la source linéaire délimite le faisceau très étroit de rayons qui sert aux expériences.

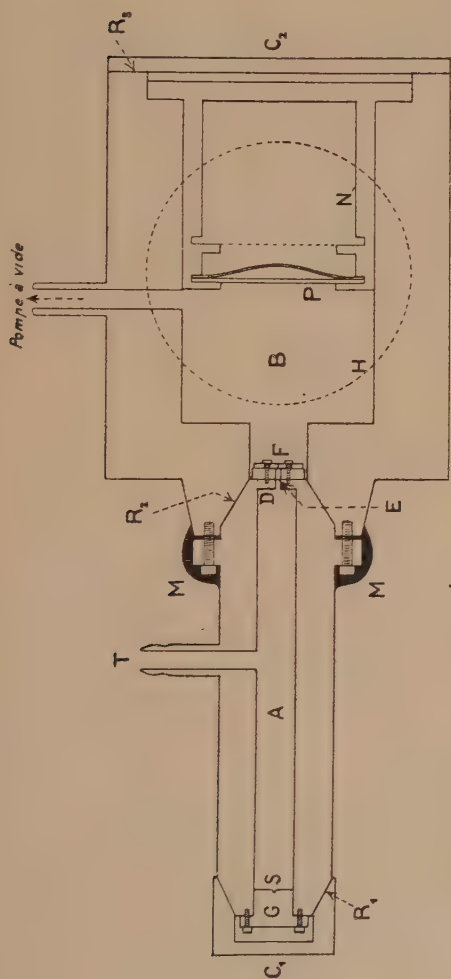


Fig. 8

A chambre de ralentissement ; B chambre de déviation ; C_1 , C_2 couvercles rodés ; D diaphragme en cuivre ; E écran d'acétate de cellulose collé sur D ; F fente ; G porte-source ; H cercle délimitant la région de champ magnétique uniforme ; M masticage ; N statif portant la plaque photographique P ; R_1 , R_2 , R_3 rodages ; S source radioactive ; T tubulure latérale.

Une tubulure latérale T, soudée au tube A, est masticuée sur une canalisation de verre ; elle met A en communication avec une pompe, avec un manomètre à mercure et avec les ballons contenant les gaz. Un thermomètre sensible est suspendu, dans la canalisation de verre, directement au-dessus de T,

Le tube A est rodé et vissé sur une boîte en laiton B, qui constitue la chambre de déviation. Un masticage M assure l'étanchéité du joint. La chambre B est placée dans l'entrefer d'un électroaimant à circulation d'eau. Les extrémités des pièces polaires sont amovibles et rodées sur B dont elles constituent les parois latérales; leur écartement est de 7 mm. L'intensité du champ magnétique est, dans la région uniforme, de 22.350 gauss. Ce champ est perpendiculaire au faisceau de rayons qui sort de la fente F. Un couvercle rodé permet l'accès à l'intérieur de B et l'introduction d'un statif rigide N portant la plaque photographique P; celle-ci peut occuper deux positions différentes;

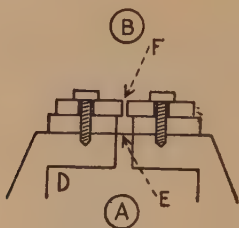


Fig. 9.

elle est calée au moyen d'une lame d'aluminium formant ressort. Une tubulure latérale permet de faire le vide dans B.

§ 17. **Marche d'une expérience.** — Comme source de rayonnement, nous avons toujours utilisé le dépôt actif du thorium ⁽¹⁾, dont l'emploi présente, dans notre cas, plusieurs avantages.

D'une part, sa vie moyenne, vingt fois plus élevée que celle du dépôt actif du Ra, permet d'effectuer commodément les poses très longues que nécessite le grand éloignement de la plaque photographique; d'autre part, les rayons du Th C' sont les plus rapides des rayons α , ce qui permet l'étude du ralentissement aux plus grandes vitesses accessibles; enfin, une seule photographie enregistre simultanément les deux groupes du Th C et du Th C, ce qui permet un contrôle parfois précieux. La technique des activations est celle que l'on utilise couramment au laboratoire. L'intensité des sources utilisées, mesurées en rayonnement γ , varie de 3 à 5 millicuries (voir § 25).

Après activation faite, la pièce G portant la source S est vissée

⁽¹⁾ Nous avons utilisé exceptionnellement des sources de Ra C' et de Po pour des expériences d'étalonnage et de contrôle.

dans la chambre de ralentissement A, le couvercle C_1 est bien ajusté et la chambre A évacuée jusqu'à une pression résiduelle de l'ordre de la barye. Un balayage avec quelques cm^3 du gaz devant servir à l'expérience est assuré avant l'introduction définitive, qui se fait ensuite progressivement jusqu'à la pression voulue.

Le courant est lancé dans les bobines de l'électro-aimant une demi-heure environ avant le début de la pose, ce qui permet au régime permanent de température de s'établir. La plaque photographique est mise en place après l'introduction de la source radio-active et du gaz en A. Le début de la pose est déterminé par l'évacuation de la chambre B, qui permet aux rayons d'arriver à la plaque. L'évacuation, très rapide, est pratiquement achevée en quelques dizaines de secondes. La pression résiduelle en B est de l'ordre de la barye. La pose est arrêtée par le rétablissement de la pression atmosphérique en B. Les poses durent au total de 4 à 10 heures, soit 2 à 5 heures pour chaque sens du champ, qui est inversé toutes les heures. Ce n'est qu'exceptionnellement, pour l'enregistrement de rayons très ralentis qui exigent un très long temps de pose, que nous avons utilisé un seul sens du champ.

La constance du courant est assurée au moyen d'un ampèremètre à grande échelle et d'un jeu de rhéostats. Sa valeur a été invariablement fixée à 9,00 amp. L'écartement des pièces polaires étant par ailleurs toujours le même, la valeur du champ magnétique est également invariable (cf. § 24).

Lorsque le ralentissement subi par les rayons α n'est pas trop important, on obtient cinq raies sur la plaque photographique, qui sont : une raie centrale dont nous parlerons plus tard (cf. § 32), deux raies dues aux rayons du Th C' , symétriques par rapport à la raie centrale et correspondant aux deux sens du champ, et deux raies analogues dues aux rayons du Th C. Ces deux dernières raies, trop affaiblies, disparaissent lorsque le ralentissement subi par les rayons devient important. L'écartement des deux raies symétriques dues à un même groupe constitue la double déviation $2d$, que l'on mesure par deux méthodes :

1° Par visées microscopiques et mesure à la vis micrométrique.

2° Par l'établissement du diagramme de noircissement au microphotomètre.

La première méthode est classique. La seconde a été mise en œuvre au moyen du microphotomètre enregistreur existant au laboratoire. La figure 13 donne un exemple de diagramme microphotométrique. Les maxima de noircissement, correspondant aux cinq raies dont nous avons parlé plus haut, sont très bien

définis. La distance qui sépare les deux maxima symétriques peut être mesurée avec une bonne précision. La connaissance du coefficient d'amplification du microphotomètre permet d'en déduire la grandeur vraie $2d$ (cf. § 22).

§ 18. **Étalonnage expérimental de l'appareil.** — Pour déterminer la vitesse v des rayons α à partir de la double déviation $2d$ enregistrée par la plaque photographique, il faut connaître la relation exacte qui relie ces deux quantités. Cette relation ne peut être établie par le calcul que si l'on connaît la variation exacte du champ magnétique tout le long de la trajectoire de la particule. Or, si l'on sait que le champ est nul dans A, et qu'il est uniforme dans une certaine région de B, on ne peut, par contre, établir exactement sa loi de variation dans la région intermédiaire (fig. 7). En effet, pour établir cette loi avec quelque précision, il faudrait se servir d'une bobine de très petites dimensions et néanmoins assez sensible, conditions contradictoires que vient encore compliquer l'étroitesse de la chambre B. Nous avons en conséquence employé une méthode différente. Au lieu d'établir la relation $2d = f(v)$ par un calcul *a priori*, nous avons établi cette relation par un étalonnage expérimental direct de l'appareil au moyen de rayons α de vitesses connues. Cet étalonnage nous a donné des résultats très réguliers que nous avons pu retrouver par un calcul *a posteriori*, en admettant une loi de variation convenable pour le champ magnétique, dans la région intermédiaire dont nous parlions plus haut.

Les expériences d'étalonnage sont faites dans les conditions habituelles d'utilisation de l'appareil. La source qui émet les rayons α de vitesse connue est placée en S, la chambre A est évacuée pendant la pose, les doubles déviations sont mesurées par les deux méthodes indiquées.

Les vitesses connues ayant servi à l'étalonnage ont été, en premier lieu, les vitesses initiales des rayons du Th C', du Ra C' du Th C et du Po. D'autres vitesses ont été obtenues par le ralentissement des rayons du Th C', du Th C et du Po au moyen d'écrans *ad hoc* placés sur la source. Ces vitesses étaient mesurées au préalable par un appareil du type classique utilisé dans la chambre B elle-même (cf. § 7 et § 23).

Pour plus de sûreté, nous avons établi deux étalonnages, l'un avant, l'autre après la mise en place de l'écran E. La présence de cet écran introduit une petite absorption supplémentaire; une particule qui y pénètre avec la vitesse v en sort avec la vitesse $v - \Delta v$ et c'est avec cette dernière vitesse qu'elle parcourt la région où agit le champ magnétique. L'étalonnage étant toujours fait en fonction de v , il en résulte un déplacement

ment ⁽¹⁾ de la courbe d'étalonnage dans le sens des déviations croissantes.

L'écran E a été détérioré deux fois au cours du travail. L'étalonnage a été refait pour chaque nouvel écran mis en place.

Les points d'étalonnage se placent sur deux courbes très régulières (fig. 12) dont nous pourrions nous contenter. Un contrôle théorique peut cependant ne pas sembler inutile.

§ 19. Equation des courbes d'étalonnage. — Considérons le faisceau de rayons α à la sortie du tube A et soit v sa vitesse. Avant d'arriver à la région de champ uniforme, le faisceau devra traverser, sur une longueur l , une région de champ



Fig. 10.

magnétique variable (fig. 7). Il subira de ce fait une déviation angulaire φ et une déviation linéaire δ .

Soit Oy la direction initiale des rayons, ou moment où ils sortent de la chambre A, soit O ce point de sortie, soit Ox un axe parallèle à la déviation (fig. 10). Soit $\mathcal{H}$ l'intensité du champ, supposé perpendiculaire au plan yOz et nul au point O ; soit z la déviation subie à la distance y de O . Cette déviation restant petite, nous pourrions écrire :

$$\frac{mv}{e} \frac{dz}{dy} = \int_0^y \mathcal{H}(y) dy.$$

Si H est l'intensité du champ dans la région uniforme et R le rayon du cercle décrit sous l'influence de ce champ par les particules de vitesse v , il vient :

$$\frac{dz}{dy} = \frac{1}{R} \int_0^y \frac{\mathcal{H}}{H} dy, \quad z = \frac{1}{R} \int_0^y dy \int_0^y \frac{\mathcal{H}}{H} dy.$$

Lorsque les rayons atteignent le point L , au moment où ils

⁽¹⁾ Le taux du déplacement peut nous donner une mesure de l'épaisseur équivalente des écrans d'acétate utilisés. Cette épaisseur a varié entre 3,0 et 3 mm. 6 d'air.

pénètrent dans la région de champ uniforme, $\frac{\partial \mathcal{E}}{H}$ devient égal à 1, $\frac{dz}{dy}$ à $\operatorname{tg} \varphi$ et z à δ . Si l est l'abscisse du point L nous aurons :

$$(32) \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tg} \varphi = \frac{dz}{dy}(l) = \frac{1}{R} \int_0^l \frac{\partial \mathcal{E}}{H} dy \\ \delta = z(l) = \frac{1}{R} \int_0^l dy \int_0^y \frac{\partial \mathcal{E}}{H} dy. \end{array} \right.$$

Considérons maintenant la région de champ uniforme (fig. 11). La trajectoire des rayons est un segment de circonférence de

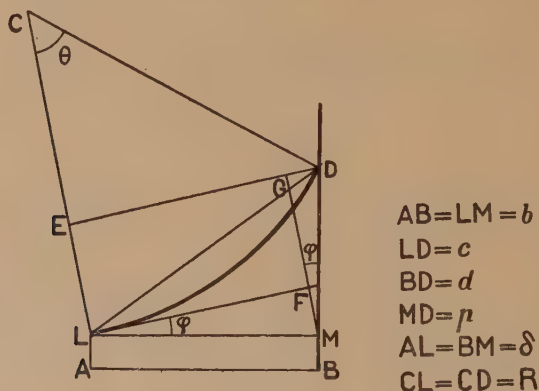


Fig. 11.

centre C. Soit BD la position de la plaque photographique, L le point où les rayons pénètrent dans la région de champ uniforme, D le point où ils atteignent la plaque photographique, AB leur direction primitive, avant leur déviation par le champ $\mathcal{E}$. Avec les notations de la figure, on trouve facilement :

$$\begin{aligned} p^2 &= c^2 - b^2 = 2R(1 - \cos \theta) - b^2 \\ p \cos \varphi &= b \sin \varphi + R(1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

et, par élimination de $\cos \theta$:

$$p = R \cos \varphi - \sqrt{R^2 \cos^2 \varphi - b^2 - 2Rb \sin \varphi}.$$

On a, par ailleurs, $d = \delta + p$. L'angle φ étant très petit, on

peut négliger le facteur $\cos \varphi$ et remplacer $\sin \varphi$ par $\operatorname{tg} \varphi$. En groupant convenablement les termes de l'équation précédente, en développant le radical en série et en nous bornant au troisième terme du développement il vient :

$$(33) \quad d = \delta + \frac{b^2 + 2Rb \operatorname{tg} \varphi}{2R} + \frac{(b^2 + 2Rb \operatorname{tg} \varphi)^2}{8R^3} + \frac{(b^2 + 2Rb \operatorname{tg} \varphi)^4}{16R^5}$$

Les quantités δ et φ qui figurent dans cette relation sont données par (32) et on ne peut les calculer que si l'on connaît la fonction $\frac{\mathcal{H}}{H}(y)$. Comme cette fonction est certainement continue, nous pourrions toujours la développer en série [$\mathcal{H}(0) = 0$] :

$$\frac{\mathcal{H}}{H} = \alpha y + \beta y^2 + \gamma y^3 + \dots,$$

et essayer de nous arrêter au deuxième terme :

$$(34) \quad \frac{\mathcal{H}}{H} = \alpha y + \beta y^2.$$

La condition $\frac{\mathcal{H}(l)}{H} = 1$ nous donne $\alpha = \frac{1}{l} - \beta l$. Les équations (32) deviennent :

$$(32') \quad \begin{cases} \operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{R} \left(\frac{l}{2} - \frac{\beta l^3}{6} \right) \\ \delta = \frac{1}{R} \left(l^2 - \frac{\beta l^4}{2} \right) \end{cases}$$

Introduisons ces expressions dans (33); nous obtenons une expression contenant β , ainsi que l , b , d et R , expression que l'on peut considérer comme une équation en β et que l'on peut résoudre numériquement si l'on connaît les valeurs de l et de b et des valeurs correspondantes de d et de R .

Dans notre appareil on a :

$$l = 2 \text{ cm. } 0.$$

et, pour les deux positions possibles de la plaque :

$$b_1 = 3 \text{ cm. } 30 \qquad b_2 = 4 \text{ cm. } 25.$$

Considérons le groupe de rayons, non ralentis, du Th C'. Les

doubles déviations correspondant aux deux positions de la plaque sont :

$$2d_{10} = 0 \text{ cm. } 936 \qquad 2d_{20} = 1 \text{ cm. } 412.$$

Le rayon R_0 du cercle décrit par ces rayons sous l'influence du champ H a été déterminé directement (voir § 23) :

$$R_0 = 19 \text{ cm. } 10.$$

Nous avons deux systèmes de valeurs numériques pour déterminer β , menant d'ailleurs exactement au même résultat : $\beta = 0,099$. On en déduit $\alpha = 0,302$ et, par introduction de ces valeurs dans (32') :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{0,868}{R} \qquad \delta = \frac{0,535}{R}$$

Introduisons ces valeurs dans (33). Divisons le numérateur et le dénominateur des trois fractions du second membre par R_0 , R_0^3 et R_0^5 respectivement, rappelons-nous que, si l'on néglige la correction de relativité $\frac{R}{R_0} = \frac{v}{v_0}$, effectuons les calculs numériques en tenant compte des valeurs de R_0 , b_1 , b_2 , données plus haut. Il vient, en définitive :

$$(35) \quad \left\{ \begin{array}{l} 2d_1 = \frac{0,926}{u} + \frac{0,010}{u^3} + \frac{0,0002}{u^5} \\ 2d_2 = \frac{1,388}{u} + \frac{0,023}{u^3} + \frac{0,0008}{u^5} \end{array} \right.$$

où nous avons posé $u = \frac{v}{v_0}$.

Ces deux équations sont celles des deux courbes d'étalonnage de l'appareil correspondant aux deux positions de la plaque photographique, en l'absence de l'écran E .

Lorsque l'écran E est en place, les vitesses des particules sont réduites de Δv dans la région où agit le champ. Les équations (5) s'appliquent à la vitesse $v - \Delta v$ et deviennent :

$$(36) \quad \left\{ \begin{array}{l} 2d_1 = \frac{0,926}{u - \Delta u} + \frac{0,010}{(u - \Delta u)^3} + \frac{0,0002}{(u - \Delta u)^5} \\ 2d_2 = \frac{1,388}{u - \Delta u} + \frac{0,023}{(u - \Delta u)^3} + \frac{0,0008}{(u - \Delta u)^5} \end{array} \right.$$

où nous avons posé $\Delta u = \frac{\Delta v}{v_0}$.

Il reste à calculer Δu . Soit Δx l'épaisseur de l'écran E et $x = f(u)$ la loi de ralentissement dans l'acétate de cellulose.

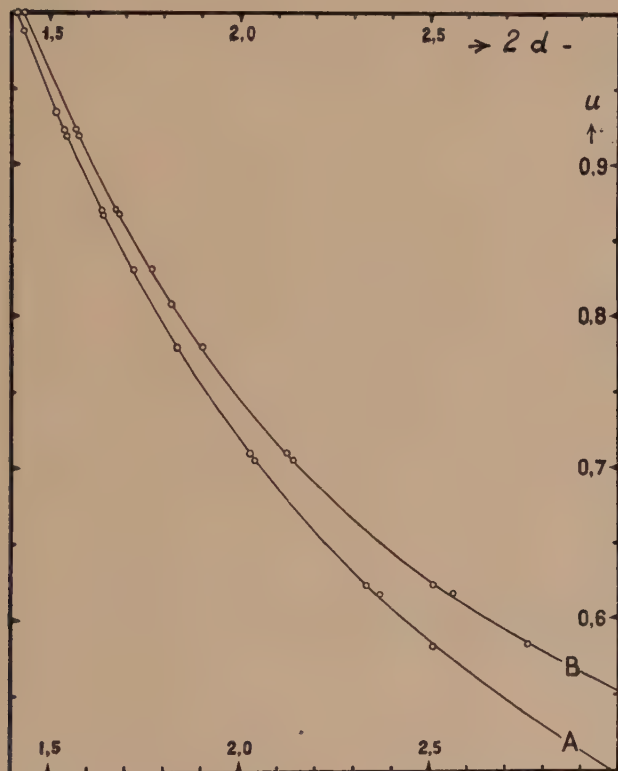


Fig. 12.

Courbes d'étalonnage de l'appareil (position II de la plaque).

A courbe sans l'écran E ; B avec l'écran E.

Les quantités Δu et Δx étant petites peuvent être assimilées à des différentielles. Nous pourrions écrire :

$$(37) \quad \Delta u = \frac{\Delta x}{f'(u)}.$$

L'acétate de cellulose contient des atomes H, C, O, tous de faible numéro atomique. Nous verrons plus loin (chap. VI) que la loi de ralentissement de Bethe s'applique à de tels atomes jusqu'à des vitesses très faibles. En remplaçant $\frac{1}{f(u)} = \frac{1}{v_0} \frac{dv}{dx}$ par l'expression de Bethe (28) et en groupant convenablement les termes, on peut mettre l'équation (37) sous la forme (1).

$$(38) \quad \Delta u = \frac{A}{u^3} (1 + B \log u).$$

Les constantes A et B peuvent être déterminées empiriquement au moyen de deux valeurs expérimentales de Δu . La constante A, proportionnelle à l'épaisseur de l'écran E, varie évidemment avec ce dernier. La constante B est caractéristique de l'acétate de cellulose; sa valeur numérique est $B = 1,1$.

Les équations (35), (36) et (38) nous permettent de construire les courbes d'étalonnage de l'appareil avec toute la précision désirable. Pour la détermination effective de u à partir d'une double déviation $2d$ donnée par l'expérience, nous avons reproduit ces courbes à grande échelle, en calculant les points pour toutes les valeurs accessibles de u , de centième en centième. On peut obtenir ainsi la vitesse relative, à partir d'une déviation donnée, à $\frac{1}{2000}$ près (2).

La figure 12 représente les courbes d'étalonnage relatives à la position II de la plaque et à l'un des écrans utilisés. Les points expérimentaux d'étalonnage y figurent également. On peut vérifier que ces points se placent à peu près exactement sur les cour-

(1) On peut essayer d'appliquer la loi de Geiger : $\Delta u = \frac{k}{u^2} \Delta x$ (la valeur numérique de k étant déterminée empiriquement en utilisant une valeur expérimentale de Δu). On obtient en ce cas, comme il était à prévoir, des Δu corrects pour $u > 0,7$, mais systématiquement trop faibles pour $u < 0,7$.

(2) Pour établir ces courbes à grande échelle, nous avons tenu compte de la correction de relativité, expressément négligée lors de l'établissement de l'équation (35). Aux faibles valeurs de u il faudrait tenir compte d'une part du terme en f'' du développement de Taylor, qui doit compléter l'équation (37) et d'autre part des termes correctifs de l'équation de Bethe. En fait ces deux corrections sont de sens contraire et s'annulent pratiquement.

bes calculées ; en particulier, on ne peut déceler aucune trace d'écart systématique ⁽¹⁾.

§ 20. Construction d'une courbe de ralentissement. — Nous avons exposé la méthode de mesure de la vitesse restante. Il nous reste, pour pouvoir construire une courbe de ralentissement, à mesurer la quantité de matière absorbante.

Dans tout ce qui suit, nous désignerons par x l'épaisseur de gaz absorbant, que nous exprimerons en centimètres, à 76 cm., Hg et 15°. Les gaz que nous avons étudiés suivent tous la loi des gaz parfaits à un haut degré d'approximation (cf. § 21). Nous pouvons écrire en conséquence :

$$(39) \quad x = \frac{ap}{76} : \frac{1}{1 + \alpha(t - 15)},$$

où α est la longueur de la chambre de ralentissement, p la pression en cm. Hg et t la température. En tenant compte des valeurs numériques de α et α , et du fait que la différence $t - 15$ a toujours été petite (5° au maximum), on peut écrire :

$$(39') \quad x = 0,1429 p [1 - 0,0037 (t - 15)].$$

C'est la formule que nous avons employée pour le calcul de x , à partir des valeurs expérimentales de p et de t (cf. § 21) ⁽²⁾.

Pour construire par points une courbe de ralentissement, il faut donner à x un certain nombre de valeurs différentes, en agissant sur p , et mesurer la vitesse restante correspondante.

La double déviation maximum que puisse enregistrer l'appareil est $2d = 2$ cm. g. Elle correspond, en présence de E, à une vitesse $u \sim 0,45$ pour la position I de la plaque et à une vitesse $u \sim 0,56$ pour la position II ; ce sont là les vitesses minima

⁽¹⁾ Si un écart systématique avait été mis en évidence, on aurait pu tenter de l'écarter en tenant compte du terme de 3^e degré dans le développement de $\frac{\mathcal{H}}{H}$ [éq. (34)].

⁽²⁾ La pression maximum que nous avons pu atteindre dans la chambre de ralentissement est 85 cm. Hg. Le couvercle C_1 se décolle si l'on essaie d'aller au delà. L'écran d'acétate de cellulose E résiste, malgré sa minceur, très bien aux fortes pressions ; les gaz ne diffusent pas au travers. Nous avons pu maintenir en A pendant 4 heures de l'hydrogène sous 85 cm. Hg sans pouvoir mettre en évidence la moindre diminution de pression.

accessibles à l'appareil. Dans le cas de l'air, du néon et de l'argon, on peut atteindre ces vitesses en donnant à p des valeurs inférieures à la pression atmosphérique. Dans le cas de l'hydrogène et de l'hélium, ces vitesses minima ne pourraient être atteintes qu'en donnant à p des valeurs très supérieures à la pression atmosphérique; l'appareil n'étant pas prévu pour cela, nous avons complété l'étude du ralentissement dans ces deux gaz au moyen d'un ralentissement auxiliaire (cf. § 28 et 29).

CHAPITRE IV

Discussion de la méthode. Précision des résultats.

L'établissement des courbes de ralentissement exige deux déterminations, celle de l'épaisseur x de gaz absorbant et celle de la vitesse restante v .

La détermination de x exige trois mesures : celles de la longueur a du trajet des rayons α dans le gaz, de la pression p et de la température t . Il faut, en plus, que le gaz soit pur.

La détermination de v exige d'une part la mesure de la déviation d , d'autre part l'établissement préalable de la courbe d'étalement. Celle-ci est elle-même établie pour certaines conditions de fonctionnement de l'appareil (valeurs données du champ H, de la distance b , etc.) qui doivent être reproduites exactement. Il faut, par ailleurs éviter tout ralentissement parasite.

Ces diverses mesures sont sujettes à des erreurs plus ou moins importantes, ces diverses conditions de fonctionnement ne sont réalisées qu'à un certain degré d'approximation. Nous étudierons dans ce chapitre l'influence de ces erreurs et de ces approximations sur la précision finale des résultats obtenus.

§ 21. **Mesure de x — Longueur a .** La longueur a est limitée d'un côté par la source S, de l'autre par l'écran E (fig. 7 et 8). On peut la mesurer en déduisant, de la longueur totale du tube A, la longueur de la pièce G qui porte la source ⁽¹⁾. Ces deux longueurs ont été mesurées à la machine à diviser et leurs valeurs respectives sont 11 cm. 562 et 0 cm. 720. La valeur théorique de a serait donc 11 cm. 842, à 2 ou 3 centièmes de millimètre près. En fait, il y a deux facteurs qui modifient légèrement cette valeur et diminuent la précision.

1° L'écran très mince E, sous l'influence de la pression régnant en A, s'incurve et augmente la distance a . On ne peut mesurer la flèche de cette courbure lorsque l'appareil est monté. Nous

(1) Y compris le diamètre du fil S lui-même,

l'avons mesurée approximativement, au cours d'un démontage, en introduisant de l'air comprimé en A (il faut maintenir énergiquement le couvercle C_1 pendant l'opération). Cette flèche est de 0 mm. 2 et ne semble pas varier avec la pression.

20 Le fil S est aussi bien tendu que possible sur le support G. On ne peut cependant, sans amener la rupture, éviter une légère courbure, dont la flèche est en général de l'ordre de 0 mm. 1. Les particules émises par le milieu du fil auront ainsi un trajet plus court à accomplir que celles qui sont émises par ses extrémités. Une autre inégalité provient de la section circulaire du fil : les particules émises sur le dessus accompliront un trajet plus court que celles qui sont émises sur les côtés du fil, dont le diamètre est de 0 mm. 1. Tout compte fait, les courbures du fil raccourcissent en moyenne la distance a de 0 mm. 05.

En tenant compte de ces deux phénomènes, et des causes d'incertitude qu'ils peuvent engendrer, nous pouvons poser :

$$a = 10 \text{ cm. } 86 \pm 0 \text{ cm. } 01.$$

C'est la valeur que nous avons employée pour les calculs.

Pression et température. — La pression p est mesurée au moyen d'un manomètre à mercure. La hauteur de la colonne de mercure est donnée directement par une graduation gravée sur le tube de verre du manomètre, contrôlée au moyen d'un cathétomètre de précision et trouvée exacte à 0 mm. 1 près. Les lectures sont faites à l'œil, ce qui donne une précision de l'ordre de 2 à 3 dixièmes de mm. sur la hauteur de la colonne de mercure. Cette hauteur est ramenée à 00. Les autres corrections barométriques sont trop faibles pour qu'il soit utile d'en tenir compte.

La température t est mesurée au moyen d'un thermomètre sensible au $1/10^{\text{e}}$ de degré, suspendu dans un tube de verre et dont le réservoir est au contact de la tubulure T (fig. 8). Le tube de verre contenant le thermomètre est entouré de papier noir au niveau du réservoir, ce qui évite un éventuel effet radiométrique. La circulation d'eau de l'électroaimant est réglée de façon à maintenir la température t constante pendant la pose, ce qui peut être assurée à quelques dixièmes de degré près.

Les valeurs de la pression et de la température sont observées et enregistrées plusieurs fois au cours d'une même pose.

Loi de Mariotte. — L'épaisseur x de gaz absorbant est calculée par la loi des gaz parfaits [éq. (39). § 20]. Les cinq gaz étudiés : air, H_2 , He, Ne, A, suivent cette loi à un haut degré de précision, les écarts étant de l'ordre du dix-millième dans le domaine de pressions et de températures utilisées.

Précision obtenue. — Comme nous l'avons dit, la pression et

la température sont enregistrées plusieurs fois au cours d'une même pose. La formule (39') nous donne autant de déterminations de x , qui sont sensiblement égales entre elles, une légère variation de température étant chaque fois compensée par la variation correspondante de pression. Les écarts entre les diverses déterminations de x , correspondant aux erreurs de lecture possibles au manomètre et au thermomètre, n'excèdent pas 0 cm. 003 par rapport à la valeur moyenne et ont bien le caractère d'écarts accidentels, étant positifs ou négatifs sans aucune tendance régulière (1). A cette erreur expérimentale possible s'ajoute l'incertitude provenant de la valeur de a et de l'application de la loi de Mariotte, de sorte que l'erreur maximum que l'on puisse craindre sur x est, en cm. :

$$\Delta x = 10^{-3}.x + 0,003$$

§ 22. **Mesure de $2d$.** — Pour déterminer la vitesse restante v , il faut tout d'abord mesurer la double déviation correspondante $2d$. Cette mesure est faite par deux méthodes différentes :

Visées microscopiques. — Pour la mise en œuvre de la première méthode, nous avons employé un microscope à faible grossissement, associé à un porte-objet mû par une vis micrométrique (2). La distance $2d$ est obtenue par les visées successives des milieux des deux raies symétriques ; la visée de la raie centrale sert de contrôle.

La précision des visées dépend de la largeur de la raie, de la netteté de ses bords et de l'intensité du noircissement. Lorsque les bords sont nets, l'erreur sur le milieu ne peut guère dépasser le vingtième de la largeur de la raie ; lorsque ces bords sont flous, l'erreur peut être supérieure au dixième ; enfin, lorsque les bords sont flous et le noircissement faible, des raies encore nettement visibles à l'œil nu peuvent, à cause de l'affaiblissement des contrastes, cesser d'être visibles au microscope.

En règle générale, les raies sont d'autant plus larges et plus floues, et le noircissement d'autant moins intense, que la vitesse v est plus faible et la déviation d plus forte. L'élargissement des raies provient de la diffusion multiple du fais-

(1) Lorsque le gaz en A est du *néon*, il arrive parfois que les déterminations successives de x accusent une tendance *régulière* à l'accroissement. L'écart entre les valeurs extrêmes reste cependant faible et l'erreur possible sur x en est à peine augmentée.

(2) La graduation portée par le tambour de la vis a été vérifiée par les visées d'une règle étalon et trouvée exacte à quelques μ près dans la région utilisée.

ceau et des fluctuations de vitesse, auxquelles vient s'ajouter un faible effet géométrique ⁽¹⁾; l'estompement des bords provient également de la diffusion multiple et des fluctuations de vitesse; la diminution du noircissement est, d'une part, la conséquence de l'élargissement du faisceau, qui est étalé sur une plus grande surface de la plaque, et d'autre part de la diminution de sensibilité de la plaque pour les rayons lents. La largeur λ des raies semble dépendre de la nature du gaz absorbant et augmenter avec le numéro atomique de ce dernier ⁽²⁾. Pour $u \approx 1,0$, la largeur des raies est de l'ordre de 0 mm. 2 et la précision sur $2d$ de l'ordre du millièrme. La largeur λ augmente ensuite rapidement avec le ralentissement. Pour $u = 0,8$, $\lambda \approx 0,6 - 0,9$ mm. et la précision sur $2d$ de l'ordre de $\frac{3}{1000}$. Pour $u = 0,6$, $\lambda \approx 1,5 - 2,5$ mm. et la précision sur $2d$ environ $\frac{1}{100}$.

Diagramme de noircissement. — Les diagrammes de noircissement ont été établis au moyen du microphotomètre enregistreur Chalonge existant au laboratoire ⁽³⁾. Nous avons utilisé en général un agrandissement de 8,5, le choix d'un agrandissement élevé n'étant pas avantageux dans le cas des raies larges et floues.

La figure 13 donne, à titre d'exemple, le diagramme de noircissement d'une plaque (n° 8 du § 27) ayant servi à l'étude du ralentissement dans l'air. La reproduction réduit l'original environ de moitié. Les raies sont bien visibles et leurs maxima bien définis. La valeur de $2d$ est donnée par la distance qui sépare les deux maxima correspondant à un même groupe.

Lorsque le ralentissement n'est pas trop important, la courbe de noircissement d'une raie est symétrique par rapport à son maximum, ce qui permet un repérage très précis de ce dernier. La distance séparant les deux maxima peut être mesurée, au moyen d'une loupe et d'une bonne règle, sans que l'erreur à

⁽¹⁾ Soit λ_0 la largeur de la raie *non déviée*. On peut démontrer que la largeur de la raie déviée est, en première approximation ; $\lambda = \lambda_0 \left[1 + \frac{(b+l)^2}{2R^2} \right]$, avec les notations du § 19. Pour $u = 1$ l'élargissement « géométrique » est de l'ordre de $\frac{\lambda_0}{20}$, pour $u = 0,5$ cet élargissement atteint $\frac{\lambda_0}{4}$.

⁽²⁾ Cet effet peut être prévu, la diffusion multiple et le coefficient de fluctuation des vitesses augmentant avec le numéro atomique.

⁽³⁾ M. Valadares a bien voulu m'aider pour l'établissement de nombreux diagrammes. Je l'en remercie ici.

craindre dépasse 0 mm. 2. La distance qui sépare les deux maxima étant de l'ordre de 10 cm. ⁽¹⁾, la précision atteint $\frac{2}{1000}$.

Elle reste de cet ordre tant que $u > 0,8$. La visée de la raie centrale, très fine et bien définie, sert de contrôle.

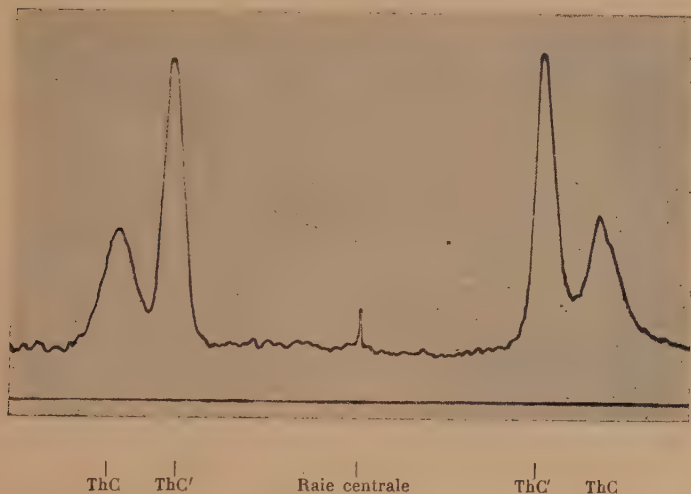


Fig. 13.

Diagramme microphotométrique de noircissement.

Lorsque le ralentissement augmente, la raie devient dissymétrique par rapport à son maximum et présente une queue de noircissement vers les faibles vitesses. Ce phénomène est dû en partie à un effet géométrique provenant des fluctuations de vitesse ⁽²⁾ et en partie aux phénomènes d'absorption parasite qui

⁽¹⁾ Nous aurions pu augmenter la précision dans ce domaine en adoptant un agrandissement plus élevé. Il nous a paru préférable de fixer ce dernier de façon à obtenir les conditions optima dans le cas des raies très ralenties, et nous avons vu qu'un agrandissement excessif n'était pas avantageux en ce cas.

⁽²⁾ Les vitesses restantes minima obtenues ne sont pas suffisamment faibles pour que la distribution des vitesses soit elle-même dissymétrique. La dissymétrie dont nous parlons ici provient simplement de la forme de la courbe d'étalonnage (fig. 12) : la déviation augmente de plus en plus rapidement à mesure que la vitesse diminue et produit ainsi un « étirement » de la moitié de la raie correspondant aux faibles vitesses.

se produisent à peu près toujours dans les sources radioactives ⁽¹⁾. Dans le cas des rayons du Th C, la queue de noircissement provient pour une part des groupes de structure fine de faible vitesse. La dissymétrie des raies aux faibles vitesses, ainsi que leur étalement croissant, rendent plus difficile le repérage exact du maximum et diminuent la précision. L'erreur à craindre sur $2d$ augmente graduellement avec le ralentissement. Elle atteint environ $\frac{3}{1000}$ pour $u = 0,7$ et $\frac{1}{100}$ pour $u = 0,5$.

Comparaison des deux méthodes. Précision sur $2d$. — Les résultats donnés par les deux méthodes de mesure de $2d$ concordent aux erreurs d'expérience près tant que $u > 0,7$ ⁽²⁾. Aucun écart systématique ne se fait sentir, la mesure au microscope donnant des valeurs tantôt plus grandes, tantôt plus petites que la mesure au microphotomètre. La valeur adoptée pour $2d$ est alors la moyenne des 2 mesures.

Lorsque u est inférieur à 0,7, les mesures au microscope donnent pour $2d$ des valeurs systématiquement plus grandes que les mesures au microphotomètre. Cet écart augmente avec le ralentissement en restant toutefois à la limite des erreurs expérimentales possibles. Son caractère systématique est cependant évident et sa cause probable est la dissymétrie des raies. Aussi, pour les vitesses inférieures à 0,7, avons-nous fait les mesures exclusivement sur le diagramme de noircissement, les visées microscopiques n'étant plus faites qu'à titre d'indication.

L'erreur provenant de la mesure de $2d$ ne forme qu'une partie de l'erreur à craindre sur u , erreur qui dépend encore de l'exactitude et de la fidélité de l'étalonnage.

§ 23. Exactitude de l'étalonnage. — L'exactitude de l'étalonnage est fonction de trois facteurs que nous allons étudier successivement et qui sont :

1^o La précision avec laquelle sont connues les vitesses d'étalonnage.

(1) Cet excès de rayons lents correspond à l'excès de rayons courts que l'on peut mettre en évidence dans les chambres Wilson.

(2) Les écarts entre les deux mesures ont toujours été inférieurs aux valeurs que l'on pouvait craindre d'après les limites assignées plus haut aux erreurs possibles. C'est ainsi que pour $1,0 > u > 0,9$ l'écart a rarement atteint $\frac{2}{1000}$, alors que l'on aurait pu craindre $\frac{3}{1000}$.

2° La précision des mesures concernant la déviation $2d$ correspondant à une vitesse d'étalonnage donnée.

3° Le degré d'exactitude de certaines hypothèses concernant le champ magnétique.

Valeur des vitesses d'étalonnage. — La précision avec laquelle sont connues les vitesses d'étalonnage est différente, suivant que ces vitesses ont subi ou non un ralentissement auxiliaire.

Les vitesses relatives des quatre groupes du Th C', du Ra C', du Th C et du Po ont fait récemment l'objet de mesures extrêmement précises (1). Les valeurs que nous avons adoptées représentent la moyenne de ces mesures et l'erreur que l'on peut craindre atteint à peine quelques dix-millièmes.

Les valeurs relatives des vitesses d'étalonnage ayant subi un ralentissement auxiliaire ont été déterminées directement, par la méthode classique (cf. § 7), au moyen d'un appareil à deux fentes utilisé dans la chambre B elle-même, le champ H ayant la même valeur que pour toutes les autres expériences effectuées (2).

L'appareil et la méthode suivie pour déterminer $\frac{v}{v_0}$ sont, à peu de chose près, identiques à ceux que Rosenblum a employés pour l'étude du ralentissement des rayons α dans les métaux (3). La seule modification importante que nous ayons adoptée est l'emploi du microphotomètre pour la mesure exacte des déviations dans le cas des faibles vitesses. La précision obtenue sur la valeur de la vitesse d'étalonnage diminue avec cette dernière. Elle peut être considérée comme supérieure au millième pour $u > 0,9$, de l'ordre de $\frac{2}{1000}$ pour $u = 0,7$ et de l'ordre de $\frac{4}{1000}$ pour $u = 0,5$.

Valeurs des déviations d'étalonnage. — Pour obtenir les déviations d'étalonnage des groupes naturels de rayons α , on effectue la pose dans les conditions habituelles en plaçant en S des sources activées en conséquence : fil d'or pour le Th C', le Th C, le Ra C', surface mince d'or (7 mm. $\times$ 0 mm. 3) activée électrolytiquement pour le Po. Les raies obtenues sont très fines ($\lambda \approx 0,1-0,2$ mm.) et l'erreur probable sur $2d$ n'atteint pas le millième.

(1) S. ROSENBLUM et G. DUPOUY, *C. R.*, 194, 1919; G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A 139, 1933, p. 638; lord RUTHERFORD, C. E. WYNN WILLIAMS, W. B. LEWIS et B. V. BOWDEN, *Proc. Roy. Soc.*, A 139, 1933, p. 617.

(2) Cet appareil nous a également servi à déterminer le rayon R_0 du cercle décrit par les rayons du Th C' sous l'influence du champ uniforme H. Nous avons utilisé la valeur de R_0 pour établir l'équation des courbes d'étalonnage (cf. § 19).

(3) S. ROSENBLUM, *Ann. de Physique*, 10, 1928, p. 408.

Dans le cas des vitesses d'étalonnage ayant subi un ralentissement auxiliaire, les valeurs de ces vitesses étaient tout d'abord mesurées suivant la méthode indiquée plus haut. Immédiatement après, la *même* source S et le *même* écran auxiliaire Ω étaient fixés sur G et introduits en A, pour la détermination de la double déviation $2d$ correspondante. Pour éviter toute erreur provenant d'éventuelles inégalités d'épaisseur de l'écran Ω , il faut s'assurer que la position de cet écran sur S est exactement la même dans l'appareil de mesure de u et en A ⁽¹⁾. La largeur des raies obtenues augmente lorsque u diminue. La précision sur $2d$ reste de l'ordre du millième pour $u > 0,9$ et diminue ensuite avec le ralentissement $\left(\frac{2}{1\,000} \text{ pour } u = 0,7, \frac{5}{1\,000} \text{ pour } u = 0,5 \right)$.

Distribution du champ. — Pour établir la courbe d'étalonnage, nous avons fait, sur la distribution du champ magnétique, quelques hypothèses que nous allons examiner de plus près.

Nous avons supposé en premier lieu que le champ était nul à l'intérieur de la chambre de ralentissement A, dont les parois de fer servent d'écran magnétique. Le diamètre du tube A est trop faible pour que l'on puisse y introduire une bobine sensible et vérifier directement cette hypothèse, que nous avons néanmoins pu vérifier *indirectement* de deux manières.

1° Au cours d'un démontage, nous avons remplacé A par un tube en fer moins épais et de diamètre intérieur plus fort. Nous y avons introduit une bobine sensible que nous avons pu pousser jusqu'à 7 mm. environ de la position normale de l'écran E. L'aiguille du fluxmètre relié à cette bobine est restée rigoureusement immobile, alors qu'un champ de 40 gauss aurait suffi pour la faire dévier. Il est à présumer que le champ à l'intérieur du tube A, de parois plus épaisses, est plus faible encore que le champ à l'intérieur du tube ayant servi à cette expérience.

2° Le tube A étant en place, nous avons remplacé le support G par un support G' plus long, portant la source S à 2 cm. 5 de l'écran E et raccourcissant ainsi de plus de 8 cm. le trajet des rayons α dans le tube A. Si le champ magnétique n'est pas nul le long des 8 cm. de trajet ainsi supprimé, les déviations obtenues avec le support G' doivent être inférieures à celles que l'on obtient avec le support G. Nous avons fait deux expériences en

⁽¹⁾ Il faut tenir compte du fait que les rayons utilisés traversent l'écran Ω *perpendiculairement* dans la chambre A, alors qu'ils la traversent *obliquement* dans l'appareil à deux fentes (voir fig. 5). La vitesse effective d'étalonnage est en conséquence un peu supérieure à celle que l'on a mesurée dans ce dernier appareil. On calcule la correction en se reportant à la courbe de ralentissement dans l'or (les écrans Ω sont en or).

nous servant de G' , l'une avec le $\text{Th C} + C'$, l'autre avec le Po . Les trois déviations obtenues sont à 0 mm. 01 près, identiques à celles que l'on obtient dans les conditions normales.

Il résulte des deux expériences précédentes que l'on ne peut redouter l'existence d'un champ magnétique que le long du dernier cm. du trajet dans le tube A. Pour que l'existence de ce champ puisse avoir une influence perceptible sur l'exactitude de l'étalonnage, il faudrait admettre que sa valeur moyenne atteigne 200 gauss, ce qui semble exclu de toutes façons ⁽¹⁾.

Nous avons également admis que le champ était uniforme dans une certaine région de B; cette hypothèse n'intervient que dans le calcul de l'équation des courbes d'étalonnage; nous l'avons vérifiée directement au moyen d'une bobine sensible et nous avons trouvé que l'uniformité était réalisée à $\frac{2}{1\ 000}$ près.

Conclusion. — En tenant compte des trois facteurs dont elle dépend, nous pouvons dire que la courbe d'étalonnage, à déviation $2d$ donnée, peut être considérée comme déterminée à $\frac{1}{1\ 000}$ près pour $u > 0,9$, cette précision diminuant ensuite petit à petit avec u , pour se trouver réduite à $\frac{2}{1\ 000}$ environ pour $u = 0,7$ et à $\frac{5}{1\ 000}$ environ pour $u = 0,5$.

§ 24. Fidélité de l'étalonnage. — L'étalonnage est établi pour certaines conditions de fonctionnement de l'appareil, qui doivent être reproduites exactement pour que l'on retrouve la même relation entre v et d , pour que, en un mot l'étalonnage soit « fidèle ». Il faut, en particulier :

(1) Pendant les expériences d'étalonnage, les particules α parcourent toute la longueur de la chambre de ralentissement A avec la vitesse u , à laquelle correspond une certaine déviation $2d$. Pendant les expériences de ralentissement dans les gaz, les rayons α n'atteignent la vitesse u qu'au niveau de l'écran E. Leur vitesse moyenne u' le long du dernier centimètre du trajet dans A est légèrement supérieure à u et, si le champ magnétique $\mathcal{H}'$ le long de ce dernier centimètre n'est pas nul, la déviation sera inférieure à $2d$. Si l'on se rapporte à la courbe d'étalonnage on sous-estimera la valeur du ralentissement.

L'erreur que l'on commet du fait de l'existence du champ $\mathcal{H}'$ ne dépend pas seulement de la valeur de ce dernier, mais encore de $u'-u$. Si l'on se rapporte à la forme de la courbe de ralentissement, on constate qu'elle est beaucoup plus importante aux faibles valeurs de u . Pour $\mathcal{H}' = 200$ gauss, l'erreur est imperceptible tant que $u > 0,6$.

- 1° Que le champ H puisse être reproduit exactement ;
 2° Que les données géométriques de l'appareil, les distances b_1 , b_2 en particulier, soient les mêmes d'une expérience à l'autre
 3° Que l'épaisseur de l'écran E ne varie pas avec le temps.

Nous allons examiner successivement ces trois conditions.

Constance du champ. — La valeur de H dépend de l'intensité du courant circulant dans les bobines de l'électroaimant, de l'écartement des pièces polaires et d'éventuels phénomènes d'hystérésis ou de variation de température qui pourraient avoir une influence sur l'aimantation du fer.

L'électroaimant utilisé a une armature et des pièces polaires en fer doux à hystérésis extrêmement faible. Pour éliminer néanmoins toute possibilité d'erreur de ce côté, nous avons toujours établi le courant de la même façon, progressivement depuis zéro. Nous avons pris les mêmes précautions aux inversions du champ. Les températures extrêmes ont été 15° et 21°. Un aussi faible écart ne peut avoir d'influence sur l'aimantation du fer.

L'écartement des pièces polaires est rigoureusement constant, les extrémités amovibles de ces pièces étant rodées sur la boîte B dont les parois, de 1 cm. d'épaisseur, sont parfaitement rigides. Au montage, l'appareil est très soigneusement centré sur les « moignons » des pièces polaires.

Le courant qui alimente l'électroaimant est fourni par une batterie d'accumulateurs et mesuré au moyen d'un ampèremètre à grande échelle. Sa valeur a été invariablement fixée à 9,00 amp. Sa constance peut être assurée à 0,01 amp. près au moyen d'un jeu de rhéostats. Sous 9 amp. le fer des pièces polaires est à peu près saturé, les variations du courant n'ayant plus qu'une faible influence sur la valeur du champ. Pour nous en assurer, nous avons fait des mesures du champ en valeur relative, au moyen des rayons α eux-mêmes ⁽¹⁾.

Courant Amp.	$\frac{2d}{ThC'}$	$\frac{2d}{ThC}$	$\frac{H}{H_0}$
8,00	1,404	1,727	0,983
8,50	1,420	1,744	0,993
9,00	1,431	1,758	1,000
9,50	1,441	1,771	1,006 ₅

Variation du champ avec le courant.

(1) Il est facile de s'assurer que $\frac{H}{H_0} = \frac{v_0}{v} = \frac{1}{u}$. La courbe d'étalonnage peut donc servir à la mesure de $\frac{H}{H_0}$.

On voit qu'au voisinage de 9 amp. une variation de 0,5 amp. se traduit par une variation de 7 millièmes sur H. Une erreur de 0,02 amp., qui est un maximum, se traduira par une erreur de 3 dix millièmes sur H et une erreur égale sur l'estimation de v , ce qui est tout à fait négligeable.

Données géométriques. — Les deux dimensions de l'appareil qui interviennent directement dans l'expression des formules d'étalonnage sont les distances l et b .

La distance l ne pourrait changer de valeur qu'à la suite d'un démontage de l'appareil. En ce cas, au remontage, le tube A est vissé sur B jusqu'au moment où le rodage R_2 porte uniformément. La distance l est ainsi rétablie automatiquement à sa valeur primitive (fig. 7 et 8).

La distance b est définie par la position de la plaque photographique et pourrait par conséquent varier d'une pose à l'autre. La position de la plaque dépend de sa fixation sur le statif N et de la position de ce dernier dans B (fig. 8). La plaque est calée sur N au moyen d'une lame d'aluminium formant ressort. En agissant sur l'épaisseur et la courbure de cette lame, on peut toujours caler la plaque à frottement assez dur pour qu'elle n'ait aucun jeu possible. D'autre part, le statif N est toujours bien appliqué sur ses portées, chaque fois qu'une nouvelle plaque est remise en place. Ces portées sont toujours soigneusement nettoyées. Moyennant ces précautions, on ne peut guère redouter un jeu supérieur à quelques centièmes de mm.

sur la position de la plaque. Une erreur de $\frac{3}{100}$ mm. sur b entraîne une erreur de $\frac{5}{10\,000}$ sur d : c'est à peu près l'erreur à craindre.

Epaisseur de E. Conclusion. — On pourrait, pour deux raisons, craindre un amincissement progressif de l'écran E avec le temps. D'une part, cet écran se trouve, par l'une de ses faces, en contact avec un vide élevé; on pourrait prévoir de ce fait une évaporation lente. D'autre part, l'écran est traversé par un rayonnement intense, qui pourrait donner lieu à des phénomènes d'arrachement. En fait, si un tel amincissement existe, il est insensible pendant assez longtemps. On peut s'en convaincre en examinant le tableau suivant, qui donne les résultats de plusieurs mesures de la double déviation des rayons non ralentis du Th C' et du Th C, faites pendant six mois depuis la mise en place de l'écran E₁. Il n'y a aucune indication de diminution régulière.

Les écarts entre les diverses valeurs de ce tableau et leur moyenne n'atteignent pas le millième, ordre de grandeur des erreurs que l'on peut commettre d'autre part sur $2d$.

Date	$2d$ ThC'	$2d$ ThC
27 mars. . .	1,432	1,760
28 avril. . .	1,431 ₅	1,758
15 mai . . .	1,430 ₅	1,757
16 juin . . .	1,431	1,759
25 juillet . .	1,431 ₅	1,757
28 septembre .	1,431	1,758

En définitive, compte tenu des très faibles écarts que l'on peut redouter sur les valeurs de H et de b , l'erreur qui peut résulter pour u d'une réalisation imparfaite des conditions d'étalonnage doit être très inférieure à $\frac{1}{1\ 000}$.

§ 25. *Propreté des sources. Pureté des gaz.* — Il reste à analyser deux causes d'erreur : les phénomènes d'absorption parasite dans une source radio-active insuffisamment propre d'une part, et la présence d'impuretés dans les gaz absorbants d'autre part.

Propreté des sources. — Le fil d'or servant de source n'est utilisé pour les expériences que si son éclat métallique reste, après activation, parfaitement intact. Nous avons effectué, à titre de contrôle quelques poses avec des sources dont l'aspect n'était pas satisfaisant. C'est ainsi que la première pose (27 mars) du tableau précédent a été faite avec une source dont l'aspect était légèrement terne. Les déviations $2d$ sont effectivement un peu supérieures à la moyenne, mais l'écart par rapport à celle-ci n'atteint pas la limite des erreurs possibles par ailleurs. Plusieurs autres expériences ont été faites avec des sources ternes. Les déviations observées n'ont pas toujours été supérieures aux déviations moyennes normales ; dans les cas où elles l'ont été, l'écart n'a jamais dépassé $\frac{2}{1\ 000}$ (0,003 pour $2d_{ThC'}$ dans la position II de la plaque). On peut espérer, dans ces conditions, que le rejet des sources dont l'éclat métallique n'est pas rigoureusement intact suffit pour éliminer toute erreur de ce côté.

Pureté des gaz. — La présence d'impuretés dans les gaz absorbants peut déformer sensiblement les courbes de ralentissement. Cela est particulièrement vrai dans le cas de H_2 et He , dont les faibles pouvoirs de ralentissement sont très sensibles à la présence, même en petite quantité, d'une impureté de grand

pouvoir absorbant ⁽¹⁾. Il y a donc grand intérêt à utiliser des gaz aussi purs que possible. Les précautions à prendre dans ce but sont différentes pour chaque cas.

L'air était introduit dans la chambre de ralentissement après un séjour de plusieurs heures sur de l'anhydride phosphorique et un passage à travers un long tampon de coton de verre.

L'hydrogène d'une bombe était introduit dans la chambre A après un passage à travers une paroi de palladium chauffée au rouge dans un four électrique ⁽²⁾. L'hydrogène traité, ainsi est spectroscopiquement pur. Le spectre analysé aussi bien avant qu'après la pose contient *uniquement* les raies de l'hydrogène.

L'hélium utilisé était fourni par la Société « L'air liquide », en ballons de verre, garanti pur à 99,9 o/o. Le ballon était soudé sur la canalisation de verre aboutissant au tube T (fig. 8). L'hélium était introduit dans la chambre A après une nouvelle purification, par un passage très lent sur du charbon actif refroidi dans l'azote liquide. Le spectre contenait *uniquement* les raies de He. Nous avons vérifié en particulier l'absence des raies de l'azote, de l'oxygène et du néon ⁽³⁾.

Le néon était également fourni par « L'air liquide », garanti pur à 99,5 o/o. Il était également purifié par un passage lent sur du charbon actif refroidi dans l'azote liquide. Le spectre paraissait ne contenir que les raies du néon. La présence d'hélium en faible quantité n'est cependant pas exclue ; on sait en effet que le spectre de l'hélium est difficilement excité en présence du néon ⁽⁴⁾.

L'argon était également fourni par l'« Air liquide », garanti pur à 99,5 o/o. Il était introduit tel quel en A. Le spectre ne contenait pas les raies de l'azote, de l'oxygène et du néon.

(1) Les anciennes mesures de pouvoirs d'arrêt et de parcours dans H_2 et He ont souvent été faussées par les impuretés.

(2) La soudure palladium-verre est assurée par l'intermédiaire d'un bout de platine. L'étanchéité de cette soudure était vérifiée chaque fois avant la mise en marche de l'appareil. Elle s'est toujours révélée parfaite. Nous avons essayé, au début de nos expériences, la soudure palladium-verre directe. Cette soudure se faisait très bien, mais ne résistait pas aux fortes variations de température : le verre éclatait pendant le refroidissement, après l'extinction du four électrique.

(3) On sait qu'en raison du potentiel d'ionisation élevé de l'hélium, l'analyse spectrale est très sensible à la présence d'impuretés.

(4) La présence de 0,5 o/o d'hélium dans le néon allongerait les α correspondants de 0,4 o/o environ.

§ 26. **Précision finale.** — En résumé, l'erreur que l'on peut craindre, à x donné, sur l'estimation de la vitesse restante u pour chaque expérience, est la somme de l'erreur systématique qui peut affecter la courbe d'étalonnage et des erreurs accidentelles résultant des mesures de $2d$ et de x ainsi que de la reproduction des conditions d'étalonnage.

La courbe de ralentissement moyenne, tracée à travers les points expérimentaux, est elle-même affectée de l'erreur systématique d'étalonnage, qui reste entière, et d'une erreur accidentelle moyenne que l'on peut estimer, en gros, à la moitié de l'erreur affectant chaque point en particulier. Si l'on fait le calcul sur ces bases, on trouve que l'erreur totale pouvant affecter les *courbes de ralentissement*, à x donné, varie en fonction de la vitesse restante suivant le tableau :

u	v 10 ⁹ cm./sec.	δu	δv 10 ⁹ cm./sec.
1,0	2,0	0,001 ₅	0,003
0,9	1,8	0,002	0,004
0,8	1,6	0,002 ₅	0,005
0,7	1,4	0,003 ₅	0,007
0,6	1,2	0,005	0,010
0,5	1,0	0,010	0,020

Précision obtenue sur les courbes de ralentissement.

CHAPITRE V

Résultats numériques. Courbes de ralentissement.

Nous donnons dans ce chapitre les résultats numériques de toutes les expériences effectuées. Les tableaux sont établis sur le modèle uniforme suivant :

La colonne I donne, en centimètres à 760 mm. Hg et 15°, le trajet x accompli dans le gaz par les particules α .

La colonne II donne la vitesse restante relative $u = \frac{v}{v_0}$ des rayons du Th C'.

La colonne III donne la vitesse restante des rayons du Th C' en valeur absolue.

La colonne IV donne la vitesse restante relative des rayons du Th C. Cette vitesse est rapportée à la vitesse initiale des rayons du Th C'.

La colonne V donne la vitesse restante des rayons du Th C en valeur absolue.

Les vitesses relatives sont déterminées directement. Les vitesses absolues sont calculées en posant :

$$v_0 = 2,054_0 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$$

Dans certains cas, il nous a fallu employer des ralentissements auxiliaires (§§ 28 et 29). Pour éviter toute équivoque provenant de ce fait, nous avons indiqué dans tous les tableaux, sous le n° 0, la vitesse initiale des rayons dont le ralentissement est étudié.

Les courbes de ralentissement tracées fig. 14, 15, 16 et 17 sont calculées à partir des résultats expérimentaux, suivant une méthode décrite au chapitre VI.

Les renseignements numériques que peut donner l'étude des courbes de ralentissement sur les parcours des groupes naturels, les pouvoirs de ralentissement, la perte d'énergie, etc., sont également donnés au chapitre VI.

§ 27. Ralentissement dans l'air. — Les résultats des expériences de ralentissement dans l'air sont les suivants :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC'		Rayons du ThC	
		$u = \frac{v}{v_0}$	$\frac{v}{10^9 \text{ cm./sec}}$	$u = \frac{v}{v_0}$	$\frac{v}{10^9 \text{ cm./sec}}$
0	0	1,000	2,054	0,831	1,707
1	0,21 ₃	0,992	2,038	0,817	1,679
2	0,38 ₉	0,986	2,025	0,807	1,658
3	0,57 ₀	0,980	2,013	0,797	1,637
4	0,64 ₃	0,977	2,007	0,794	1,631
5*	0,80 ₃	0,970	1,993	—	—
6	0,81 ₅	0,969 ₅	1,992	—	—
7	1,05 ₀	0,960	1,972	0,764	1,569
8	1,06 ₃	0,960 ₅	1,973	0,765	1,571
9	1,34 ₁	0,948 ₅	1,948	0,746	1,532
10	1,44 ₀	0,945	1,941	—	—
11	1,71 ₀	0,932	1,915	0,715	1,469
12	1,73 ₁	0,932	1,915	—	—
13	2,05 ₀	0,917	1,884	0,691	1,420
14	2,43 ₁	0,899	1,847	0,651	1,338
15	3,05 ₃	0,870	1,788	0,584	1,199
16	3,34 ₄	0,858	1,762	—	—
17	3,83 ₃	0,829	1,703	—	—
18	4,34 ₄	0,801	1,645	—	—
19	5,09 ₇	0,750	1,541	—	—
20	6,02 ₃	0,680	1,397	—	—
21	6,64 ₄	0,609	1,251	—	—
22	6,87 ₂	0,583	1,197	—	—
23	7,05 ₂	0,548	1,126	—	—
24	7,40 ₀	0,490	1,007	—	—

La courbe de ralentissement des rayons du Th C' dans l'air, résultant des valeurs du tableau précédent, est représentée fig. 14. Nous avons placé sur la même courbe les points relatifs au ralentissement des rayons du Th C, en portant en abscisse, au lieu de $x_{\text{Th C}}$, la quantité $x_{\text{Th C'}} = x_{\text{Th C}}$

+ 3,82 cm. La longueur : 3,82 cm. représente le trajet que doivent accomplir dans l'air les rayons du ThC' pour que leur vitesse restante soit égale à la vitesse initiale des rayons du ThC : $v = 1,707 \cdot 10^9$ cm./sec. (voir § 8 et § 35).

Il est intéressant de comparer la courbe de ralentissement obtenue ici à celles obtenues d'autre part, notamment par Marsden et Taylor et par G. H. Briggs ⁽¹⁾ (cf. § 10).

L'écart de notre courbe par rapport à celle de Marsden et Taylor est positif aux faibles ralentissements augmente jusqu'à un maximum situé vers $v = 1,5 \cdot 10^9$ cm./sec. ; puis décroît, s'annule pour $v = 1,15 \cdot 10^9$ où les deux courbes se croisent et devient ensuite négatif.

Par rapport à la courbe de Briggs, l'écart reste positif dans tout le domaine exploré. Il augmente d'abord avec le ralentissement, atteint 0,8 mm. sur x pour $v = 1,6 \cdot 10^9$, puis 1,2 mm. pour $v = 1,4 \cdot 10^9$ où il atteint son maximum, décroît légèrement ensuite et reste à peu près constant à 0,7 mm. pour $v < 1,2 \cdot 10^9$.

L'écart par rapport à la courbe de Marsden et Taylor, qui se réfère à des expériences déjà anciennes, peut être considéré comme inférieur aux erreurs expérimentales possibles. L'écart par rapport à la courbe de Briggs semble, lui aussi, à la limite des erreurs expérimentales ; en effet, dans la région même où l'écart entre les deux courbes est maximum, on trouve un point de Briggs ($x_{\text{RaC}} = 4,098$ cm., $v = 1,434 \cdot 10^9$ cm./sec.) qui se place exactement sur notre courbe. Plusieurs autres points de Briggs se trouvent dans le même cas, dans la région où l'écart des courbes est moins grand.

Le caractère systématique de l'écart entre nos mesures et celles de Briggs peut être imputé, en partie, à la méthode

⁽¹⁾ E. MARSDEN et T. S. TAYLOR. *Proc. Roy. Soc.*, A 88, 1913, p. 443; G. H. BRIGGS. *Proc. Roy. Soc.*, A 114, 1927, p. 341. Ces auteurs ont étudié le ralentissement des rayons du RaC'. Pour rendre les résultats comparables, nous avons posé (voir § 35)

$$x_{\text{ThC}'} = x_{\text{RaC}} + 1,66 \text{ cm.}$$

même des écrans équivalents, employée par Briggs. Nous avons vu (§ 10) que cette méthode faisait sous-estimer l'épaisseur d'air x et que l'erreur commise pouvait atteindre quelques dixièmes de millimètre si l'on utilisait la méthode des scintillations pour déterminer l'équivalence; c'est précisément l'ordre de grandeur des écarts trouvés ici.

§ 28. Ralentissement dans l'hydrogène. — Les résultats des expériences de ralentissement dans l'hydrogène sont :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC'		Rayons du ThC	
		$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.	$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.
0	0	1,000	2,054	0,831	1,707
1	1,04	0,992 ₅	2,039	0,818	1,680
2	1,98	0,985 ₅	2,024	0,809	1,662
3	3,03	0,978	2,009	0,793	1,629
4	3,99	0,972	1,997	0,781	1,604
5	4,60	0,965 ₅	1,984	0,774	1,590
6	5,31	0,962	1,976	—	—
7	6,20	0,954 ₅	1,961	0,750	1,541
8	7,10	0,946	1,943	0,735	1,510
9	7,62	0,942	1,935	0,727	1,493
10	9,21	0,929 ₅	1,909	0,703	1,444
11	10,45	0,917	1,884	0,679	1,395
12	11,73	0,905 ₅	1,860	0,647	1,329
13	11,84	0,904	1,857	0,643	1,321

Les plus faibles vitesses restantes obtenues sont $u^{\text{Th C}'} = 0,904$ et $u^{\text{Th C}} = 0,643$. L'intervalle $0,904 > u > 0,643$ et le domaine de vitesses restantes inférieures à 0,643 restent à étudier. On ne peut y arriver en augmentant x ; en effet, le dernier point du tableau a été obtenu en introduisant dans la chambre de ralentissement de l'hydrogène sous une pression de 85 cm. Hg et il est impossible d'aller au delà (cf. § 20). Nous avons employé en conséquence un ralentissement auxiliaire, et posant sur la source S un écran d'or mince Ω . Le système S + Ω se comporte comme une nouvelle source qui émet deux groupes de

rayons α de vitesses initiales v'_0 et v'_1 , respectivement inférieures aux vitesses initiales des groupes du Th C' et du ThC. Les vitesses v'_0 et v'_1 ont été mesurées dans B par la méthode classique (cf. § 23) et dans A à partir de la courbe d'étalonnage. Les deux mesures ont donné le même résultat. Nous avons utilisé deux écrans auxiliaires différents Ω_1 et Ω_2 ⁽¹⁾. Les résultats des expériences faites ainsi sont les suivants :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC' ral.		Rayons du ThC ral.	
		$u = \frac{v}{v_0}$	v 10 ⁹ cm./sec.	$u = \frac{v}{v_0}$	v 10 ⁹ cm./sec.
Ecran auxiliaire Ω_1					
0	0	0,908	1,865	0,691	1,420
14	3,19	0,876 ₅	1,801	0,626	1,286
15	4,47	0,862	1,771	0,592	1,216
16	5,87	0,848	1,742	0,543	1,115
17	7,36	0,832 ₅	1,710	0,499	1,025
18	8,76	0,818	1,680	—	—
Ecran auxiliaire Ω_2					
0	0	0,916	1,882	0,703	1,444
19	2,76	0,889	1,826	0,650	1,335
20	5,51	0,861	1,768	0,578	1,187
21	7,90	0,836	1,717	—	—
22	10,24	0,807	1,657	—	—

Ces résultats permettent de faire la jonction entre les courbes de ralentissement des rayons du Th C' et du ThC; ils permettent également de poursuivre l'étude du ralentissement jusqu'aux vitesses restantes de l'ordre de $1,0 \cdot 10^9$ cm./sec.

(¹) L'écran Ω_1 a été détérioré après la cinquième pose. C'est pourquoi nous avons dû employer un deuxième écran.

La figure 15 représente les courbes de ralentissement dans l'hydrogène résultant des tableaux précédents (voir § 36).

§ 29. Ralentissement dans l'hélium. — Les résultats des expériences de ralentissement dans l'hélium sont les suivants :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC'		Rayons du ThC	
		$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.	$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.
0	0	1,000	2,054	0,831	1,707
1	0,42	0,997	2,048	0,825	1,695
2	0,61	0,996	2,046	0,822	1,689
3	1,69	0,989	2,031	0,818	1,672
4	2,84	0,981 ₅	2,016	0,801	1,646
5	4,31	0,972 ₅	1,998	0,784	1,611
6	4,82	0,968	1,989	—	—
7	5,52	0,964	1,981	—	—
8	5,54	0,963	1,978	0,771	1,584
9	6,11	0,961	1,974	0,763	1,567
10	6,68	0,956	1,964	0,757	1,555
11	7,60	0,949	1,950	—	—
12	8,10	0,946	1,943	0,739	1,518
13	8,94	0,941	1,933	—	—
14	8,98	0,941	1,933	0,729	1,497
15	10,15	0,933	1,917	0,712	1,462

Comme dans le cas de l'hydrogène, nous avons employé un ralentissement auxiliaire pour compléter les résultats :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC' ral.		Rayons du ThC ral.	
		$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.	$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.
0	0	0,921	1,892	0,710	1,458
1	1,13	0,912	1,874	0,690	1,417
2	1,53	0,909	1,867	0,688	1,413
3	2,75	0,901	1,851	0,670	1,377
4	5,44	0,876	1,800	0,611	1,255
5	6,35	0,868	1,783	—	—
6	8,41	0,852	1,751	—	—

La figure 16 représente les courbes de ralentissement dans l'hélium résultant des tableaux précédents. La jonction des quatre tronçons de courbe n'est pas tout à fait réalisée. Les intervalles restés inexplorés sont cependant très réduits (cf. § 37).

§ 30. Ralentissement dans le néon. — Les résultats des expériences de ralentissement dans le néon sont :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC'		Rayons du ThC	
		$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.	$u = \frac{v}{v_0}$	v 10^9 cm./sec.
0	0	1,000	2,054	0,831	1,707
1	0,73	0,984	2,021	0,804	1,651
2	1,04	0,978	2,009	0,794	1,631
3	1,49	0,965	1,983	0,774	1,590
4	2,65	0,938	1,927	—	—
5	2,72	0,936	1,923	0,720	1,479
6	3,62	0,909 ₅	1,868	0,676	1,389
7	3,92	0,903	1,855	0,661	1,357
8	4,97	0,872	1,789	—	—
9	5,28	0,862	1,769	—	—
10	6,22	0,832	1,710	—	—
11	7,33	0,792	1,627	—	—

La courbe de ralentissement dans le néon, résultant des nombres précédents, est représentée figure 17. Comme nous l'avons fait pour l'air, nous avons porté sur la même courbe les points relatifs au Th C en prenant : $x_{\text{Th C}'} = x_{\text{Th C}} + 6,23$ cm. (cf. § 37).

§ 31. Ralentissement dans l'argon. — Les expériences de ralentissement dans l'argon ont donné les résultats ci-dessous :

N° d'ordre	x cm.	Rayons du ThC'		Rayons du ThC	
		$u = \frac{v}{v_0}$	$\frac{v}{10^9 \text{ cm./sec.}}$	$u = \frac{v}{v_0}$	$\frac{v}{10^9 \text{ cm./sec.}}$
0	0	1,000	2,054	0,831	1,707
1	0,66	0,976	2,005	0,796	1,635
2	1,29	0,952	1,958	0,753	1,547
3	2,02	0,923	1,896	0,705	1,448
4	2,43	0,905	1,859	0,668	1,371
5	2,89	0,884	1,816	0,629	1,292
6	3,22	0,869	1,785	0,586	1,204
7	3,96	0,830	1,705	—	—
8	4,23	0,816	1,676	—	—
9	6,29	0,673	1,382	—	—

La courbe de ralentissement qui résulte de ces nombres est reproduite figure 17. Comme pour l'air et le néon, les points relatifs au ThC sont portés sur la même courbe en posant : $x_{\text{ThC}'} = x_{\text{ThC}} + 3,94 \text{ cm.}$ (cf, § 37).

§ 32. Raie centrale. Raies de charge simple. — On observe, sur toutes les plaques obtenues, une raie centrale très fine, à bords extrêmement nets. Cette raie, est bien visible sur le diagramme microphotométrique reproduit figure 13.

Comme nous l'avons dit au § 17, le champ magnétique était établi bien avant le début de la pose ; il était coupé après l'achèvement des expériences ; il n'était donc nul que pendant la fraction de seconde nécessaire à son inversion ; ce temps est beaucoup trop court pour que les rayons α non déviés puissent impressionner la plaque.

La raie centrale que nous avons obtenue doit être attribuée soit à un rayonnement corpusculaire non chargé électriquement soit aux divers rayonnements électromagnétiques émis par la source radioactive. Si l'on attribue la raie à un rayonnement électromagnétique, il faut admettre que ce dernier est suffisamment mou pour être canalisé par les bords de la fente F, qui sont constitués par des plaquettes de cuivre de 1 mm. d'épaisseur ; il ne peut donc être question de rayons γ . La raie centrale sans disparaître complètement, est très affaiblie lorsque l'on couvre la source d'un écran métallique, même très mince et très léger, comme 3 μ d'aluminium par exemple ; par contre la raie n'est pas affaiblie lorsque l'on couvre la source d'un écran de

mica ou d'acétate de cellulose. Ces phénomènes s'expliquent très simplement si l'on attribue la raie centrale aux rayons lumineux et ultra-violetés émis par la source.

Lorsque le temps de pose est très long (8 à 10 heures) on aperçoit des deux côtés de la raie centrale une pénombre à bords assez nets qui semble être l'image géométrique de la fente beaucoup plus large qui prolonge F vers la chambre de ralentissement (voir fig. 9). Les bords de cette fente sont constitués par une épaisseur de cuivre de 5 mm. environ, et la pénombre peut être attribuée à un rayonnement électromagnétique assez dur, que l'on peut cette fois identifier à un rayonnement γ .

Nous n'avons observé aucune raie nettement visible correspondant à des rayons α de charge simple. On peut néanmoins, sur de nombreux diagrammes de noircissement, observer de petits maxima correspondant à ces raies.

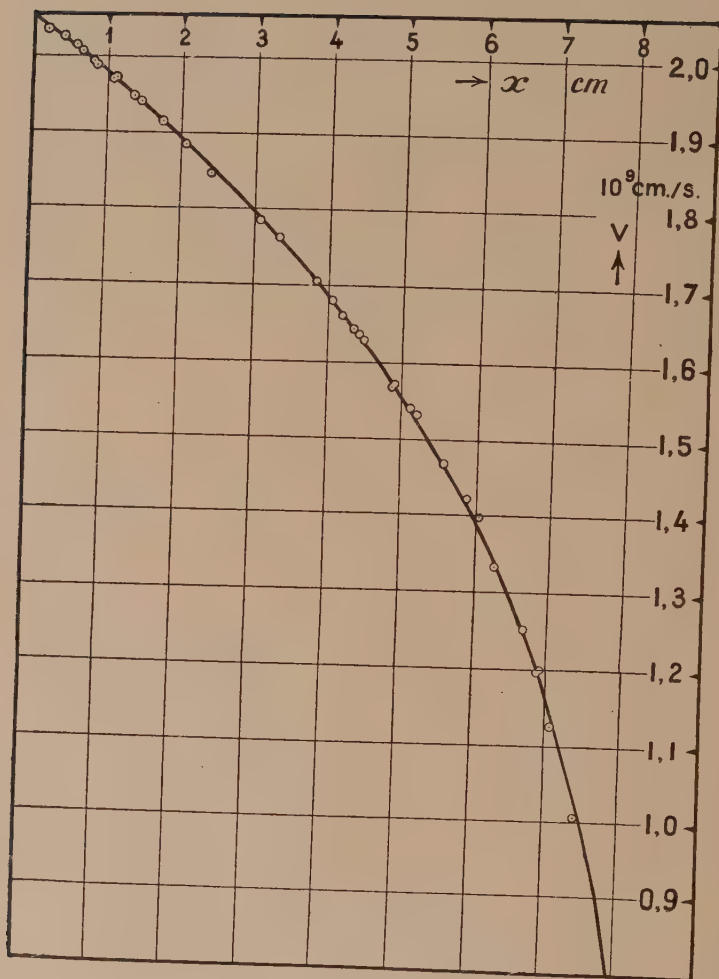


Fig. 14.
Ralentissement des rayons α du ThC dans l'air.

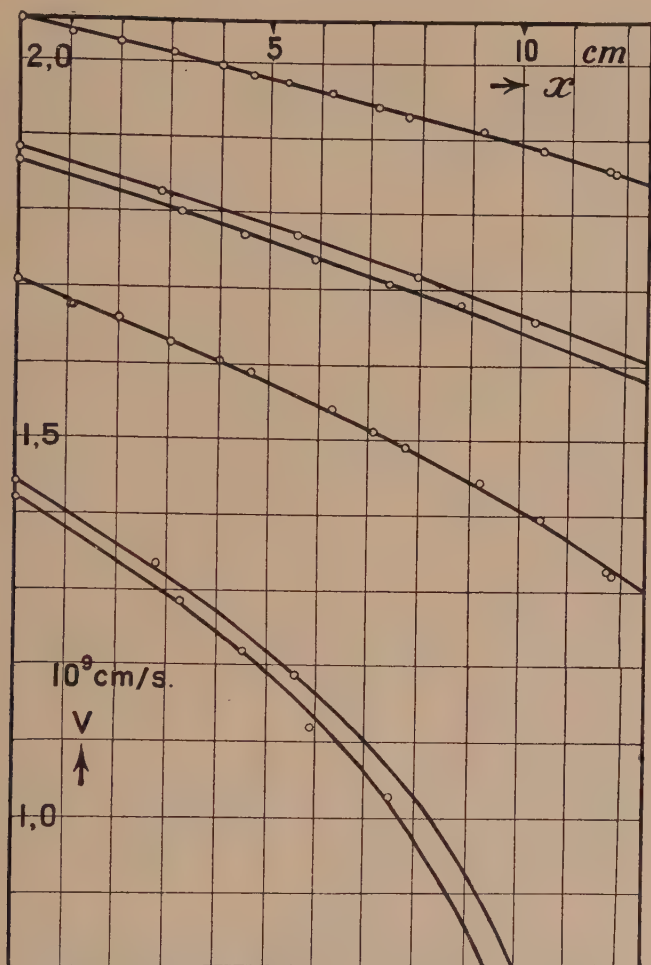


Fig. 15.

Courbes de ralentissement des rayons α dans l'hydrogène.

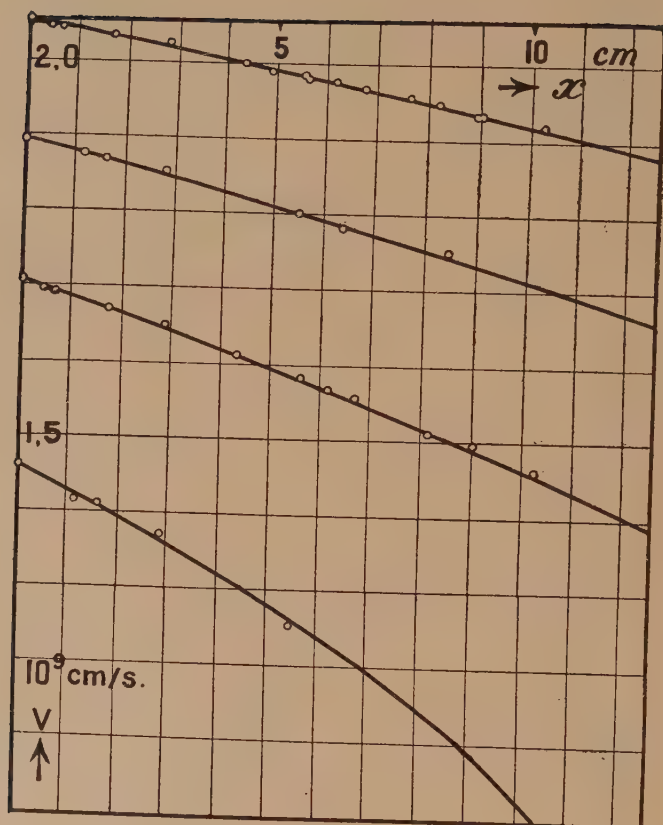


Fig. 16.

Courbes de ralentissement des rayons α dans l'hélium.

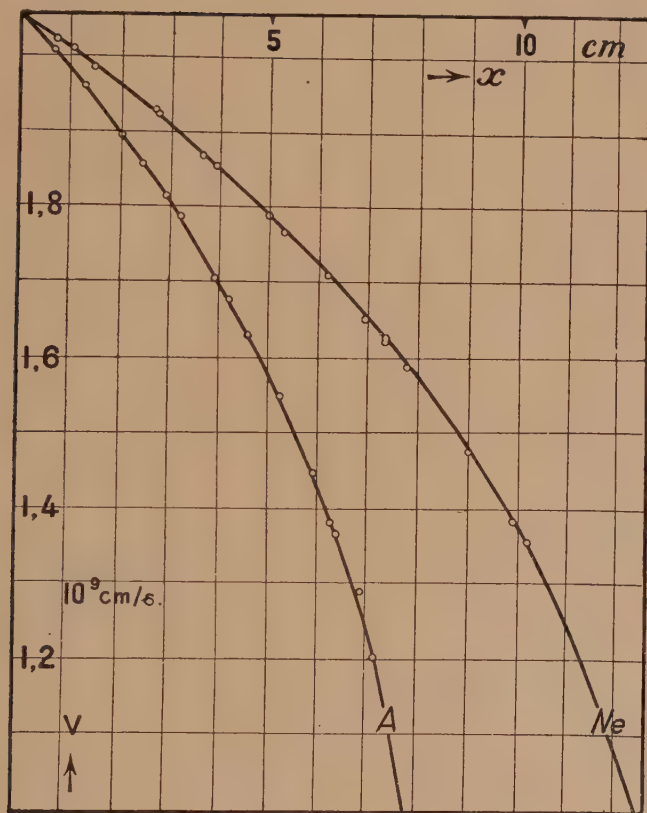


Fig. 17.

Courbes de ralentissement des rayons α du ThC' dans le néon et l'argon.

CHAPITRE VI

Comparaison entre les calculs théoriques et les résultats de l'expérience.

Nous allons comparer dans ce chapitre les résultats théoriques exposés au chapitre II et les résultats expérimentaux exposés au chapitre V. Nous tiendrons compte également des résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs.

§ 33. Principes d'une comparaison entre la théorie et l'expérience ⁽¹⁾. — Nous avons vu au § 15 que l'équation de Bethe s'intégrait sous la forme (30) et nous avons indiqué un procédé de calcul par approximation qui permettait de corriger cette expression intégrale en tenant compte des différents termes complémentaires par lesquelles l'expression différentielle corrigée (31) se distingue de l'expression différentielle (23) de Bethe (cf. § 15). En faisant la part de chacune des corrections, l'expression intégrale peut s'écrire :

$$(40) \quad x = L + \omega + \varphi + \eta$$

où : $L = A\bar{E}^2 \left[Li \left(\frac{4m^2 v_0^4}{\bar{E}^2} \right) - Li \left(\frac{4m^2 v^4}{\bar{E}^2} \right) \right]$ est le terme prin-

cipal, ω la somme des deux corrections de relativité (dont l'une provient du terme $\frac{3}{4} \beta^2$ figurant dans l'expression de l'énergie cinétique et l'autre de l'introduction des potentiels

⁽¹⁾ Pour les notations employées, voir le tableau en tête du chapitre II.

retardés), où φ est la correction provenant des termes de F. Bloch et γ la correction provenant des variations de charge de la particule. La constante $\bar{E}$, est donnée par l'expression de Bethe (24) (§ 13), par l'expression de Sommerfeld (24') ou par l'expression de F. Bloch (24'') (§ 14), ces deux dernières ne s'appliquant pas lorsque le corps absorbant est de numéro atomique très faible.

Pour comparer l'expression (40) aux courbes expérimentales de ralentissement, nous pouvons procéder de plusieurs manières :

1° Nous pouvons effectuer les calculs en remplaçant dans (40) toutes les constantes numériques par leurs valeurs théoriques et $\bar{E}$, en particulier, par la valeur de Bethe (24). Nous trouverions ainsi un bon accord avec l'expérience dans le cas de l'hydrogène, un accord encore acceptable dans le cas de l'hélium, mais un désaccord net, de l'ordre de 30 o/o, dans le cas de l'air, du néon et de l'argon (1).

2° L'accord entre l'expérience et la théorie n'étant pas parfait, nous pouvons essayer d'améliorer empiriquement l'équation théorique (40). Parmi les diverses améliorations possibles, il en est une qui se présente pour ainsi dire d'elle-même. En effet, nous avons vu que l'énergie moyenne d'excitation $\bar{E}$ ne peut être calculée, par l'expression (24) de Bethe, que moyennant certaines simplifications, et d'autre part que l'expression (24') de Sommerfeld donne dans le cas des atomes lourds des valeurs 2,5 fois plus grandes que celles de Bethe. La valeur *théorique* de $\bar{E}$ peut donc être considéré comme assez mal définie, et nous pouvons tenter d'attribuer à cette constante une valeur *empirique* telle que, si on l'introduit dans l'équation (40), celle-ci rende compte aussi bien que possible des résultats expéri-

(1) Cf. E. J. WILLIAMS. *Proc. Roy. Soc.*, A 135, 1932, p. 108.

mentaux ⁽¹⁾. Nous verrons que l'on peut arriver ainsi à retrouver très exactement la forme des courbes expérimentales. Nous reviendrons plus loin sur le degré de vraisemblance théorique de cet ajustement (cf. § 42).

§ 34. Ralentissement dans l'air. — Considérons, pour commencer, le cas de l'air. L'équation (29) où l'on pose $Z = 14,46$ nous donne ⁽²⁾ :

$$A_{\text{air}} = 9,44_0 \cdot 10^{17}.$$

Nous étudierons le ralentissement des rayons du $\text{Th C}'$. Nous poserons en conséquence :

$$v_0 = 2,054_0 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$$

Pour pouvoir étudier par l'équation (40) la variation de x en fonction de la vitesse restante v , il reste à remplacer $\bar{E}$ par une valeur convenable. Adoptons pour le moment la valeur de Bethe : $\bar{E} = 35$ volts-électron. Il vient :

v	x calculé	x expérim.
$2,054 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$	0	0
2,000. » . . .	0,59	0,71
1,800. » . . .	2,40	2,96
1,600. » . . .	3,77	4,68
1,400. » . . .	4,75	5,95
...	...	...

⁽¹⁾ Un « ajustement » de cette nature a déjà été tenté par P. M. S. BLACKETT. *Proc. Roy. Soc.*, A 135, 1932, p. 132. Blackett emploie une méthode très élégante qui n'utilise que trois points de la courbe de ralentissement (v. aussi G. MANO, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1815).

⁽²⁾ Nous avons admis la composition suivante pour l'air : N^2 0,7802 ; O^2 0,2101 ; A 0,0094 ; CO^2 0,0003. L'air qui a servi à nos expériences étant desséché, nous avons admis que la vapeur d'eau était absente.

Les valeurs calculées sont trop faibles de 25 o/o environ.

Pour retrouver les résultats de l'expérience, il faut adopter pour $\bar{E}$ une valeur comprise entre 86 et 95 volts, suivant que l'on tient ou non compte des termes correctifs ω , φ , η . Le terme ω équivaut à une diminution moyenne de 2 volts pour $\bar{E}$, le terme φ à une diminution de 6 volts, le terme η à une diminution de 1 volt. Le terme ω est proportionnellement plus important aux grandes vitesses; il augmente la courbure de la courbe de ralentissement; les termes φ et η sont proportionnellement plus importantes aux faibles vitesses; ils diminuent la courbure.

Le tableau suivant représente les valeurs de x en fonction de v , calculés par (40) de trois manières différentes.

v 10^9 cm./sec.	I. $x = L$ $\bar{E} = 95$ v.	II. $x = L + \omega + \varphi$; $\bar{E} = 87$ v.				III. $x = L + \omega + \varphi + \eta$; $\bar{E} = 86$ v.		
	$\frac{x}{\text{cm.}}$	L	ω	φ	$\frac{x}{\text{cm.}}$	$L + \omega + \varphi$	η	$\frac{x}{\text{cm.}}$
2,054,	0	0	0	0	0	0	0	0
2,000	0,712	0,696	0,006	0,009	0,711	0,709	0,001	0,710
1,900	1,905	1,859	0,015	0,027	1,901	1,896	0,003	1,899
1,800	2,965	2,896	0,022	0,044	2,962	2,953	0,005	2,958
1,700	3,880	3,791	0,027	0,061	3,879	3,863	0,007	3,875
1,600	4,678	4,567	0,032	0,079	4,678	4,664	0,010	4,674
1,500	5,362	5,233	0,035	0,096	5,364	5,348	0,013	5,361
1,400	5,944	5,800	0,037	0,113	5,950	5,932	0,017	5,949
1,300	6,436	6,280	0,038	0,131	6,449	6,429	0,021	6,450
1,200	6,848	6,680	0,039	0,149	6,868	6,844	0,025	6,869
1,100	7,188	7,009	0,039	0,167	7,215	7,189	0,030	7,219
1,000	7,464	7,273	0,040	0,184	7,497	7,481	0,035	7,516
0,900	7,687	7,490	0,040	0,204	7,734	7,70	0,04	7,74
0,800	7,864	7,659	0,040	0,224	7,923	7,89	0,05	7,94
0,700	8,00	7,79	0,04	0,24	8,07	8,04	0,06	8,10
0,600	8,10	7,88	0,04	0,25	8,18	8,15	0,07	8,22
0,500	8,18	7,95	0,04	0,28	8,27	8,22	0,09	8,31

Ralentissement des rayons α du ThC' dans l'air.

I. La première colonne soulignée est calculée en posant $\omega = \varphi = \eta = 0$, et $\bar{E} = 95$ volts $= 1,51 \cdot 10^{-10}$ erg; x se réduit au terme principal L .

II. La deuxième colonne soulignée est calculée en tenant compte de ω et φ , mais en négligeant η . Nous avons posé, pour le calcul du terme principal L, $\bar{E} = 87$ volts $= 1,38.10^{-10}$ erg.

III. La troisième colonne soulignée est calculée en tenant compte de ω , φ et η (avec $\zeta^2 = 2$; cf. § 14). Nous avons posé $\bar{E} = 86$ volts $= 1,37.10^{-10}$ erg.

Les résultats des trois calculs diffèrent de moins d'un dixième de millimètre tant que $v > 1,3.10^9$ cm./sec. Aux vitesses inférieures, la précision des expériences de ralentissement est trop réduite pour que l'on puisse dire laquelle des trois courbes théoriques les suit de plus près. La courbe tracée fig. 14 est la courbe II. Comme l'on peut s'en assurer, les points expérimentaux se placent très bien sur cette courbe. Les écarts sont tous inférieurs aux erreurs expérimentales possibles et aucun écart systématique ne peut être mis en évidence.

Le dernier point expérimental de la figure 14 se place aux environs de $v = 1,0.10^9$ cm./sec. Nous avons poussé le calcul du tableau précédent jusqu'à 5.10^8 cm./sec. Si l'on compare les résultats que donne le calcul dans la région des faibles vitesses aux résultats expérimentaux obtenus par ailleurs dans cette région, notamment par I. Curie, Kapitza, Briggs, Blackett et Lees ⁽¹⁾, on constate que la courbe I suit à peu près les courbes expérimentales, alors que les courbes II et III tendent à se placer *au-dessus* de ces dernières.

Perte d'énergie et courbe de Bragg. — La perte d'énergie des rayons α dans l'air, en fonction de leur vitesse, est donnée par les équations (23) et (31). Si l'on veut étudier $-\frac{dT}{dx}$ en fonction de x plutôt qu'en fonction de v , le tableau précé-

(1) I. CURIE, *Ann. de Physique*, **3**, 1925, p. 299 ; P. L. KAPITZA, *Proc. Roy. Soc. A* **106**, 1924, p. 602 ; G. H. BRIGGS, *A* **114**, 1927, p. 341 ; P. M. S. BLACKETT et D. S. LEES, *Proc. Roy. Soc., A* **135**, 1932, p. 658.

dent nous permet de faire la substitution. La figure 18, représente la variation de $\frac{dT}{dx}$ en fonction de x pour les rayons du Th C'. La courbe I est calculée par l'équation de Bethe (23) où l'on pose $\bar{E} = 95$ volts et où l'on substitue x à v suivant la colonne I du tableau précédent. Les courbes II et III sont calculées par l'équation corrigée (31) et correspondent de façon analogue aux colonnes respectives du même tableau ($\eta = 0$ pour la courbe II, $\eta \neq 0$ pour la courbe III). Le maximum de la courbe I, très aigu, sort des limites de la figure, alors que ce maximum est comparable à ceux des courbes expérimentales (voir plus loin) pour les courbes II et III. Cet abaissement est dû aux termes correctifs de F. Bloch [cf. équation (25) § 14]. Le maximum est situé à $v = 6,5 \cdot 10^8$ cm./sec., $x = 8$ cm. 13 pour la courbe II et à $v = 6,9 \cdot 10^8$ et $x = 8,12$ pour la courbe III ⁽¹⁾.

On peut comparer la courbe $-\frac{dT}{dx}$ à la courbe de Bragg. En effet, tant que x est inférieur à l'abscisse du maximum, l'ordonnée $\frac{dI}{dx}$ de cette courbe est proportionnelle au pouvoir ionisant d'une particule (cf. § 5). Si l'on admet que l'énergie moyenne de formation d'un ion ne dépend pas de x , $\frac{dI}{dx}$ est proportionnel à $\frac{d\varepsilon}{dx} = k \frac{dT}{dx}$, où $\frac{d\varepsilon}{dx}$ est la fraction k de l'énergie dissipée par une particule, qui se transforme en énergie d'ionisation. Si le facteur k est lui-même constant, la courbe de Bragg reproduira exactement la variation de $-\frac{dT}{dx}$; on pourra rendre les deux courbes identiques en égalant la surface de la courbe de Bragg à l'énergie totale de la particule : $I = \int_p \frac{dI}{dx} dx = T$.

⁽¹⁾ Si l'on admet que le parcours moyen des rayons du Th C est 8 cm. 53, le maximum se trouverait à environ 0 cm. 40 de la fin du parcours, ce qui correspondrait au maximum de la courbe du pouvoir ionisant d'après I. Curie, mais s'écarterait du maximum correspondant d'après Feather et Nimmo (cf. § 6, note).

Nous avons porté sur la figure 18 la courbe de Bragg déterminée par Henderson et la courbe de Bragg de I. Curie et F. Behounek corrigée par I. Curie et F. Joliot (¹). Ces courbes s'écartent peu des courbes $\frac{dT}{dx}$. Aux faibles vitesses,

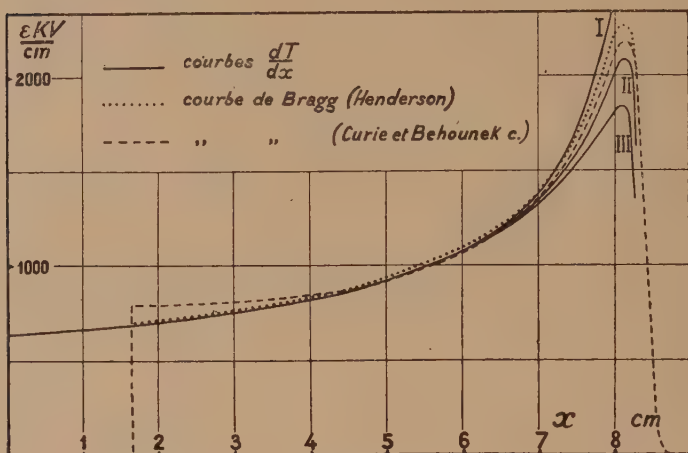


Fig. 18.
Perte d'énergie et courbe de Bragg dans l'air.

elles se placent entre les courbes I et II. Il y a, par conséquent, proportionnalité approximative entre l'ionisation et la

(¹) G. H. HENDERSON, *Phil. Mag.*, 42, 1921, p. 538; I. CURIE et F. BEHOUNEK, *Journ. de Phys.*, 7, 1926, p. 125, I. CURIE et F. JOLIOT, *C. R.*, 187, 1928, p. 43. Les courbes de Bragg déterminées par ces auteurs sont relatives aux rayons du Ra C'; nous les avons décalées de 1 cm. 66 à l'origine (cf. § suivant) pour les rendre comparables aux résultats relatifs au Th C'. Pour réduire les courbes à la même échelle, nous avons égalé leurs surfaces à l'énergie initiale des rayons du Ra C' : 7630 εKV. L'ordonnée du maximum, que l'on prend en général pour unité, est alors 2280 εKV/cm. pour la courbe de Henderson et 2190 εKV/cm. pour la courbe de Curie-Behounek et Curie-Joliot. Je dois la forme corrigée de cette dernière courbe, qui n'a pas été publiée, à l'obligeance de Mme I. Curie et de M. F. Joliot. Un travail sur la question est en cours au laboratoire Curie.

perte d'énergie ; le coefficient k semble toutefois un peu plus élevé vers le début du parcours (cf. § 36).

§ 35. Parcours des groupes naturels de rayons α dans l'air.

— Reprenons l'équation (10) du § 8 :

$$(10) \quad \Pi_0 - \Pi = x$$

où Π_0 est le parcours *moyen* d'un groupe de vitesse v_0 , Π le parcours *moyen* d'un groupe de vitesse v et x le trajet que doivent accomplir les rayons α de vitesse initiale v_0 pour que leur vitesse restante soit v . En remplaçant x par sa valeur (40), nous pourrions calculer le parcours Π de n'importe quel groupe de rayons α à condition de connaître sa vitesse initiale v , ainsi que les valeurs Π_0, v_0 d'un groupe de référence ⁽¹⁾.

Comme valeurs de référence *dans l'air* nous choisirons celles du groupe du Th C' ⁽²⁾ :

$$\Pi_0 = 8 \text{ cm. } 533 \quad v_0 = 2,054_0 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$$

Les vitesses initiales des différents groupes de rayons α ont fait dernièrement l'objet de mesures très précises, effectuées par S. Rosenblum ⁽³⁾, seul ou en collaboration, par

⁽¹⁾ On ne peut pas extrapoler la formule (40) jusqu'à l'arrêt complet de la particule, et calculer le parcours par cette voie. En effet, nous avons $Li(1) = \infty$ et on obtiendrait un parcours infini avant que la vitesse soit réduite à zéro (pour $v = \sqrt{\frac{E}{2m}}$ soit, dans le cas de l'air, pour $v = 3.10^9$ cm./sec. environ).

⁽²⁾ Pour faciliter les comparaisons nous avons adopté pour Π_0 la même valeur que Lewis et Wynn Williams.

⁽³⁾ S. ROSENBLUM et M. VALADARES, *C. R.*, 194, 1932, p. 967 ; Mme P. CURIE et S. ROSENBLUM, *C. R.*, 194, 1932, p. 1232 ; S. ROSENBLUM et C. CHAMIE, *C. R.*, 194, 1932, p. 1154 ; S. ROSENBLUM et G. DUPOUY, *C. R.*, 194, 1932, p. 1919 ; S. ROSENBLUM, *C. R.* 195, 1932, p. 317.

Radioélément	$10^6 \text{ cm}^2/\text{sec.}$ v	Valeurs calculées		Valeurs expérimentales de p.							Val. exp. II Lewis et Wynn Williams ⁽⁵⁾
		II cm.	P cm.	Moyenne	Geiger ⁽¹⁾	Henderson ⁽²⁾	I. Curie ⁽³⁾	Harper et Salaman ⁽⁴⁾	Lewis et Wynn Williams ⁽⁵⁾	Autres auteurs	
ThC' long p. . .	2,249 ₃	11,534	—	—	—	—	—	—	—	—	11,546 ⁽⁶⁾
ThC' . . .	2,054 ₀	8,533	8,623	8,618	8,617	8,616	—	8,61	8,623	8,62	8,533
RaC' . . .	1,921 ₈	6,875	6,949	6,954	6,971	6,954	6,96	6,94	6,945	—	6,870
AcC' . . .	1,892	6,541	6,612	6,590	—	—	—	—	6,590	—	6,518
AcA. . .	1,884	6,451	6,521	6,535	6,584	—	6,53	—	6,491	—	6,420
AcA ₁ . . .	1,811	5,680	5,742	5,744	5,789	—	5,73	—	5,718	—	5,655
ThA . . .	1,805 ₂	5,621	5,683	5,676	5,683	—	5,68	—	5,664	—	5,601
AcCa . . .	1,784 ₆	5,422	5,485	5,491	5,511	—	5,51	—	5,453	—	5,392
AcCa ₁ . . .	1,737 ₃	4,980	5,034	5,003	—	—	—	—	5,003	—	4,947

ThCa	1,705 ₆	4,700	4,751	—	—	—	—	—	—
RaA	1,698 ₄	4,639	4,689	4,607	4,722	—	—	—	—
ThX.	1,653 ₇	4,270	4,316	4,322	4,354	—	4,673	—	4,620
Rn	1,623 ₆	4,033	4,077	4,091	4,122	—	—	—	—
RdTh ₁	1,615	3,967	4,010	4,004	4,019	—	—	—	4,014
Po	1,596 ₇	3,828	3,869	3,875	3,925	—	3,87	3,87	—
Ra	1,517	3,280	3,316	3,339	3,389	—	—	—	—
							3,848	3,87	3,865
							{ 3,87 ⁽⁸⁾ 3,868 ⁽⁹⁾ 3,88 ⁽¹⁰⁾	—	—

(1) H. GEIGER. *Zeits. f. Phys.*, 8, 1921, p. 45.(2) G. H. HENDERSON. *Phil. Mag.*, 42, 1921, p. 538.(3) I. CURIE. *Ann. de Physique*, 3, 1925, p. 299; I. CURIE et F. BÉHOUËK. *Journ. de Phys.*, 7, 1926, p. 125; I. CURIE, *Journ. de Phys.*, 3, 1932, p. 57.(4) G. I. HARPER et E. SALAMAN. *Proc. Roy. Soc.*, A 127, 1930, p. 350.(5) W. B. LEWIS et C. E. WYNN WILLIAMS. *Proc. Roy. Soc.*, A 136, 1932, p. 350.(6) LORD RUTHERFORD, C. E. WYNN WILLIAMS et W. B. LEWIS. *Proc. Roy. Soc.*, A 133, 1931, p. 351.(7) L. MEITNER et K. FREITAG. *Zeits. f. Phys.*, 37, 1926, p. 481; K. PHILIPP. *Zeits. f. Phys.*, 37, 1926, p. 518.(8) F. JOLIOU et T. ONODA. *Journ. de Phys.*, 9, 1928, p. 175.

(9) NADU, non publié.

(10) F. N. D. KURIE. *Phys. Rev.*, 41, 1932, p. 701.Parcours des groupes naturels de rayons α dans l'air.

lord Rutherford et ses collaborateurs⁽¹⁾ et par G. H. Briggs⁽²⁾.

Si l'on excepte le travail de Lewis et Wynn Williams, la plupart des travaux expérimentaux effectués jusqu'à présent ont porté sur les parcours extrapolés. Pour pouvoir comparer les résultats du calcul à ces travaux nous calculerons les parcours extrapolés P à partir des parcours moyens II en nous servant des tableaux du § 6.

Nous sommes ainsi en possession de tous les éléments nécessaires. Le tableau ci-contre donne les parcours II et P des différents groupes de rayons α , calculés en fonction des vitesses initiales indiquées⁽³⁾. On peut s'assurer que l'accord entre le calcul et l'expérience est très satisfaisant. Les valeurs calculées se placent entre les valeurs extrêmes déterminées par l'expérience pour tous les groupes ayant fait l'objet d'au moins deux mesures. Les écarts entre la valeur calculée et la moyenne des valeurs expérimentales sont généralement petits et ne semblent pas présenter de caractère systématique⁽⁴⁾.

. Lewis et Wynn-Williams ont employé la chambre d'ionisation différentielle (cf. § 4) et ont déterminé ainsi directement le parcours moyen II. Ils ont adopté comme parcours étalon du groupe du Th C' la valeur $\Pi_0 = 8 \text{ cm. } 533$ que nous avons adoptée également. Il est donc particulièrement intéressant de comparer directement, sans passer par l'intermédiaire de P, les

(1) LORD RUTHERFORD, C. E. WYNN WILLIAMS, W. B. LEWIS et B. V. BOWDEN, *Proc. Roy. Soc., A*, **139**, 1933, p. 617.

(2) G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc., A*, **139**, 1933, p. 638.

(3) Les courbes I, II et III donnent sensiblement les mêmes résultats pour ces vitesses, toutes supérieures à $1,5 \cdot 10^9 \text{ cm./sec.}$ Les valeurs du tableau correspondent à la courbe II.

(4) Les plus gros écarts sont les suivants : Ra' — 0 cm. 073 ; Ac C_{x1} + 0 cm. 031 ; Ac C' + 0 cm. 022 ; Rn — 0 cm. 014 ; Ac A — 0 cm. 014 ; Ra A — 0 cm. 008 ; Th A + 0 cm. 007. On peut observer que les parcours de Ra, Ac C_{x1} et Ac C' ont fait l'objet d'une seule détermination expérimentale. Pour les parcours ayant fait l'objet de nombreuses déterminations expérimentales les écarts sont très petits (Ra C' — 0 cm. 005 ; Th C + 0 cm. 004 ; Po — 0 cm. 006).

valeurs de Π données par les deux méthodes. On peut s'assurer, en comparant la troisième et la dernière colonne du tableau, que l'accord n'est pas parfait, les valeurs calculées étant systématiquement supérieures aux valeurs expérimentales. Averti de ce désaccord, M. Lewis a bien voulu réexaminer soigneusement sa méthode, pour dépister toute possibilité d'erreur systématique. Le résultat de cet examen a été négatif, toute cause d'erreur de cet importance paraissant exclue ⁽¹⁾. La courbe de ralentissement résultant des valeurs de Lewis et Wynn-Williams s'éloignerait un peu de nos propres points expérimentaux (surtout pour $2,0 < x < 3$ cm. 2), l'écart étant à la limite des erreurs possibles.

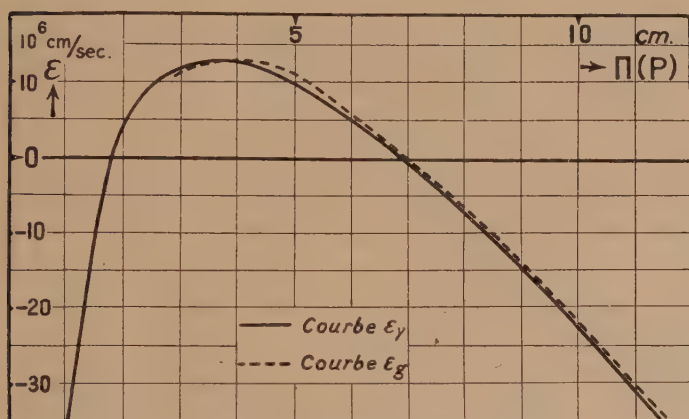


Fig. 19.
Ecart à partir de la loi de Geiger.

Nous pouvons, au moyen des équations (10) et (40) établir une courbe $\Pi(v)$ à grande échelle qui nous permettra d'obtenir non seulement Π en fonction de v , mais aussi

(1) Nous avons vu au § 6 que les résultats de Feather et Nimmo pour $i(y)$ pouvaient sembler un peu trop élevés pour $y < 0$ cm. 25 et que la caractéristique de la chambre d'ionisation différentielle, et notamment la position de son maximum pouvaient s'en trouver modifiées. Il ne semble pas possible d'expliquer ainsi la divergence, Lewis et Wynn-Williams ayant adopté pour Π_{ThC} la même valeur étalon que nous.

v en fonction de Π , et par là les vitesses des groupes naturels de rayons α n'ayant pas fait, jusqu'à présent, l'objet de mesures directes. Le tableau ci-dessous donne les résultats de quelques déterminations faites par ce moyen. Les déterminations expérimentales de parcours ayant servi de base pour le calcul sont soulignées. Leurs auteurs sont indiqués ⁽¹⁾.

Radioélément	Auteurs	P cm.	Π cm.	v 10 ⁹ cm./sec.
Uranium _I	Geiger et Nuttall	2,67	2,64	1,410
	Laurence ; Kurie	2,72	2,69	1,419
Uranium _{II}	Geiger et Nuttall	3,07	3,04	1,478
	Laurence ; Bateson ; Kurie	3,28	3,24	1,511
Ionium	H. Geiger	3,19	3,15	1,498
Protactinium	H. Geiger	3,67	3,63	1,569
	H. Geiger	2,90	2,87	1,450
Thorium	Henderson et Nickerson	2,59	2,56	1,395
Radium C' long parcours.		—	7,79	1,997
		—	9,04	2,090
		—	9,50	2,122
	Lord Rutherford	—	9,78	2,140
	F. A. B Ward	—	10,21	2,169
	et W. B. Lewis	—	10,46	2,184
		—	10,83	2,207
		—	11,25	2,233
		—	11,52	2,248

Vitesses des groupes naturels de rayons α
calculés d'après le parcours.

Les déterminations expérimentales des faibles parcours présentent encore de grandes discordances (Th : 0 cm. 31 ; UII : 0 cm. 21). La courbe de ralentissement ayant une pente rapide dans cette région, il en résulte une indétermination

⁽¹⁾ H. GEIGER, *Zeits. f. Physik.*, 8, 1921, p. 45 ; LAURENCE, *Phil. Mag.*, 5, 1928, p. 1028 ; LORD RUTHERFORD, F. A. B. WARD et W. B. LEWIS, *Proc. Roy. Soc.*, A 131, 1931, p. 684 ; G. H. HENDERSON et J. L. NICKERSON, *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 1344 ; S. BATESON, *Canad. J. of Res.*, 5, 1931, p. 567 ; F. N. D. KURIE, *Phys. Rev.*, 41, 1932, p. 701.

plus grande encore sur la valeur de v ; une erreur de 1 mm. sur le parcours se traduit par une erreur d'environ 0,015. 10^9 cm./sec. sur la vitesse. Pour les calculs concernant les groupes de long parcours du Ra C', nous avons utilisé les valeurs déterminées par la chambre d'ionisation différentielle. La courbe de ralentissement dans cette région étant peu inclinée, la précision sur v est bien meilleure; une erreur de 1 mm. sur Π se traduit par une erreur d'environ 0,006. 10^9 cm./sec. sur v (1).

La construction de la courbe $v(\Pi)$ nous permet une dernière vérification : celle du degré d'exactitude de la loi de Geiger (2) que l'on peut écrire sous les deux formes (cf. § 8) :

$$v_g = aP^{\frac{1}{3}} \quad v_\gamma = \alpha \Pi^{\frac{1}{2}}.$$

Nous adopterons pour les coefficients a et α les valeurs :

$$a = 1,073.10^9 \quad \alpha = 1,105.10^9$$

déduites des données relatives au groupe du Ra C' :

$$v = 1,922.10^9 \quad P = 6,95 \quad \Pi = 6,875.$$

Les écarts entre la vitesse v et les vitesses calculées par la loi de Geiger sous ses deux formes seront :

$$\varepsilon_g = v - v_g \quad \varepsilon_\gamma = v - v_\gamma.$$

(1) Lord Rutherford et ses collaborateurs ont mesuré tout récemment (*Proc. Roy. Soc.*, A 139, 1933, p. 617) les vitesses des deux premiers groupes de long parcours du Ra C'. Ils trouvent 1,995₀ et 2,087₃ 10^9 cm./sec, valeurs très proches de celles du tableau ci-dessus.

(2) Cf. LAURENCE, *Proc. Roy. Soc.*, A 122, 1929, p. 543; G. I. HARPER et E. SALAMAN, *Proc. Roy. Soc.*, A 127, 1930, p. 175; Lord RUTHERFORD, F. A. B. WARD et W. B. LEWIS, *Proc. Roy. Soc.*, A 131, 1931, p. 684; G. MANO, *C. R.*, 194, 1932, p. 1235; Lord RUTHERFORD, C. E. WYNN-WILLIAMS, W. B. LEWIS et B. V. BOWDEN, *Proc. Roy. Soc.*, A 139, 1933, p. 617; G. H. BRIGGS, *Proc. Roy. Soc.*, A 139, 1933, p. 638.

La figure 19 représente la variation de ces deux quantités en fonction du parcours. On voit que les écarts à partir de la loi de Geiger, même pour $l > 2$ cm., peuvent être assez importants et atteindre près de 10/o sur la valeur de v . Dans le domaine $5,5 > l > 2$ cm. 5, l'écart est à peu près constant, et serait sensiblement nul si nous avions déterminé les coefficients a et α au moyen des données relatives à un groupe dont le parcours est compris dans ce domaine (Th C ou Po). Pour $l < 1$ cm. 5, la loi de Geiger est tout à fait inutilisable.

§ 36. **Ralentissement et parcours dans l'hydrogène.** — Passons au cas de l'hydrogène. L'équation (29) nous donne :

$$A_{H_2} = 6,825 \cdot 10^{18}.$$

Dans le cas de l'hydrogène atomique, le calcul de Bethe donne $E = 1,105 Rh = 14,9$ volts-électron. Pour la molécule H_2 , Bethe admet également $\bar{E} = 15$ volts, alors que E. J. Williams pose $\bar{E} = 17,5$ volts (1). Si l'on pose $\bar{E} = 15$ volts et si l'on effectue les calculs en introduisant cette valeur dans l'équation (40), on obtient une courbe de ralentissement s'éloignant peu des points expérimentaux du § 28, mais qui, néanmoins, se place nettement en dessous d'eux, les x calculés étant trop faibles de 10/o environ. Pour retrouver par l'équation (40) les résultats de l'expérience, il faut poser $\bar{E} = 16,0$ volts si l'on tient compte des termes correctifs ω , φ , η et $\bar{E} = 17,5$ volts si l'on n'en tient pas compte.

Le tableau suivant donne les valeurs de x en fonction de v , calculées par l'équation (40) de trois manières différentes, ainsi que nous l'avons fait dans le cas de l'air.

(1) E. J. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc.*, A 135, 1932, p. 108. E. J. Williams calcule cette valeur en admettant que le rapport de $\bar{E}$ à l'énergie d'ionisation est le même pour l'atome H et pour la molécule H_2 ; il semble que l'on doive considérer la valeur calculée ainsi comme une limite supérieure.

Les courbes tracées figure 15 à travers les points expérimentaux de ralentissement correspondent à la courbe II. Les points expérimentaux se placent très bien sur ces courbes et aucun écart systématique ne peut être mis en évidence. De même que pour l'air, les trois courbes $x(v)$ ne diffèrent entre elles que dans une région où la précision expérimentale est insuffisante pour nous imposer un choix. On peut cependant observer que les derniers points obtenus tendent à se placer plutôt sur les courbes II et III que sur la courbe I.

v 10^9 cm./sec.	I. $x = L$ $E = 17,5$ v.	II. $x = L + \omega + \varphi$ $E = 16,0$ v.				III. $x = L + \omega + \varphi + \eta$ $E = 16,0$ v.	
	$\frac{x}{\text{cm.}}$	L	ω	φ	$\frac{x}{\text{cm.}}$	η	$\frac{x}{\text{cm.}}$
2,054 ₀	0	0	0	0	0	0	0
2,000	3,59	3,53	0,02	0,03	3,58	0	3,58
1,900	9,60	9,44	0,06	0,09	9,59	0	9,59
1,800	14,83	14,58	0,09	0,16	14,83	0	14,83
1,700	19,33	19,01	0,12	0,21	19,34	0	19,34
1,600	23,23	22,83	0,14	0,27	23,24	0,01	23,25
1,500	26,52	26,06	0,16	0,32	26,54	0,01	26,55
1,400	29,28	28,76	0,17	0,38	29,31	0,02	29,33
1,300	31,58	31,02	0,18	0,44	31,64	0,03	31,67
1,200	33,46	32,89	0,18	0,49	33,56	0,04	33,60
1,100	34,99	34,40	0,19	0,55	35,14	0,06	35,20
1,000	36,19	35,59	0,19	0,60	36,38	0,09	36,47
0,900	37,16	36,53	0,19	0,65	37,37	0,14	37,51
0,800	37,87	37,22	0,20	0,71	38,13	0,20	38,33
0,700	38,38	38,72	0,20	0,76	38,68	0,26	38,95
0,600	38,76	38,10	0,20	0,81	39,11	0,35	39,45
0,500	39,02	38,35	0,20	0,86	39,41	0,4	39,8
0,400	39,21	38,52	0,20	0,90	39,62	0,5	40,1

Ralentissement des rayons α du ThC' dans l'hydrogène.

Nous avons poussé le calcul du tableau jusqu'à des vitesses très inférieures à celles des derniers points expérimentaux obtenus (cf. § 28). Si l'on admet $\Pi_{\text{ThC}'} = 40,5$ (voir plus loin), il semble que la courbe de ralentissement vraie doive se placer entre les courbes II et III.

Perte d'énergie. Courbe de Bragg. — Nous pouvons calculer la perte d'énergie des rayons α comme nous l'avons fait pour l'air. La fig. 20 représente la variation de $-\frac{dT}{dx}$ en fonction de x suivant les trois courbes I, II, III, correspondant aux colonnes respectives du tableau précédent. Nous y avons également figuré la courbe de Bragg des rayons du Po, déterminée par F. Joliot et T. Onoda ⁽¹⁾. Cette courbe ne s'éloigne pas beaucoup des courbes $-\frac{dT}{dx}$; elle se place entre les courbes II et III; comme dans le cas de l'air, le coefficient k semble plus élevé vers le début du parcours ⁽²⁾.

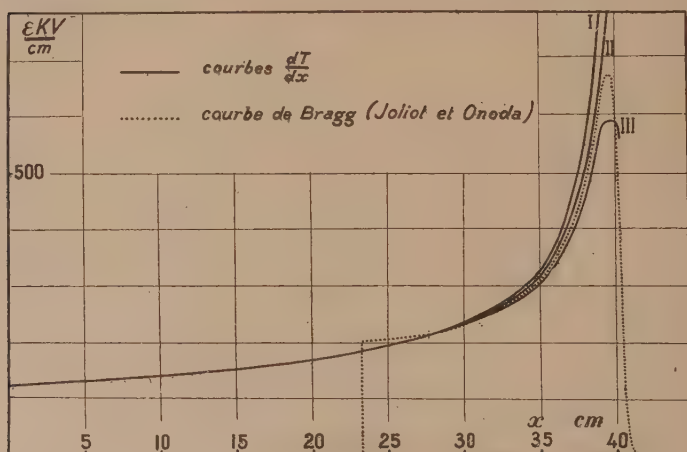


Fig. 20.

Perte d'énergie et courbe de Bragg dans l'hydrogène.

⁽¹⁾ F. JOLIOT et T. ONODA, *Journ. de Phys.*, 9, 1928, p. 175. La courbe de Bragg est décalée sur la figure de 23 cm. 4 à l'origine. Nous l'avons ramenée à la même échelle en égalant sa surface à l'énergie initiale des rayons du Po : 5 297 eKV. L'ordonnée maximum est en ce cas 670 eKV.

⁽²⁾ La courbe de Joliot et Onoda a été établie par le même appareil que la courbe de Curie et Béhounek pour l'air. Il est possible que les ordonnées soient un peu trop élevées au début du parcours (observation de M. F. Joliot).

Parcours des groupes naturels. — Le calcul des parcours peut être fait, comme pour l'air, par les équations (10) et (40). Il faut connaître pour cela le parcours dans l'hydrogène de l'un des groupes naturels de vitesse connue. Les plus récentes mesures faites à ce sujet — les seules avec un gaz soigneusement purifié — sont celles de Joliot et Onoda (*loc. cit.*) pour le groupe du Po, et celles de Harper et Salaman ⁽¹⁾ pour les groupes du Th C', du Ra C', du Th C et du Po. Les deux déterminations du parcours extrapolé des rayons du Po sont remarquablement concordantes :

Joliot et Onoda : 17 cm. 30 Harper et Salaman : 17 cm. 29

Si l'on pose $P_{Po} = 17,30$ et si nous nous reportons au tableau du § 6 :

$$\Pi_{Po} = 17 \text{ cm. } 15.$$

En introduisant cette valeur, ainsi que celle de la vitesse initiale des rayons du Po : $v_0 = 1,596_7 \cdot 10^9$, dans l'équation (10), nous pourrions calculer les parcours Π de tout groupe de vitesse v connue. Nous aurons, par exemple :

Groupe α	v 10 ⁹ cm./sec.	Π cm.	P cm.	P _{exp.} cm.
ThC' long parc. .	2,249 ₅	55,70	56,13	—
ThC'	2,054 ₀	40,52	40,85	40,88
RaC'	1,921 ₈	32,18	32,45	32,74
AcC.	1,784 ₆	24,92	25,14	—
ThC moy. pond. .	1,707 ₀	21,46	21,65	21,61
RaA	1,698 ₄	21,11	21,30	—
Rn	1,623 ₆	18,14	18,30	—
Po	1,596 ₇	17,15	17,30	17,30

Parcours moyens et parcours extrapolés dans l'hydrogène.

(1) G. I. HARPER et E. SALAMAN, *Proc. Roy. Soc.*, A 127, 1930, p. 175.

L'accord entre le calcul et les déterminations de Harper et Salaman, données par la dernière colonne du tableau, est très bon dans le cas du Th C' et du Th C, l'écart n'atteignant pas 2 millièmes; cet accord est par contre assez médiocre pour le groupe du Ra C', l'écart approchant de 10/o.

§ 37. Ralentissement et parcours dans les gaz rares. — *Ralentissement dans l'hélium.* — L'équation (29) donne :

$$A_{\text{He}} = 6,82_5 \cdot 10^{18}.$$

La valeur théorique de $\bar{E}$, suivant Bethe, est : $\bar{E}_{\text{He}} = 30$ volts. Un calcul fait avec cette valeur donnerait des x trop faibles de 30/o environ. La valeur qu'il faut adopter pour retrouver les résultats expérimentaux est $\bar{E} = 38,0$ volts si l'on néglige les corrections ω, φ, η (courbe I) et $\bar{E} = 34,5$ volts si l'on tient compte de ces corrections (courbes II et III). Les courbes de ralentissement tracées figure 16 correspondent à la courbe II. Comme dans les cas précédents, les points expérimentaux se placent très bien sur les courbes calculées. Un tableau concernant le ralentissement dans l'hélium des rayons α du Th C' est donné plus loin.

Ralentissement dans le néon et l'argon. — L'équation (29) donne :

$$A_{\text{Ne}} = 1,365 \cdot 10^{18} \quad A_{\text{A}} = 7,58_3 \cdot 10^{17}.$$

Les valeurs théoriques de $\bar{E}$, suivant Bethe, seraient $\bar{E}_{\text{Ne}} = 50$ volts et $\bar{E}_{\text{A}} = 70$ volts environ. Si l'on tente de calculer x au moyen de ces valeurs, on obtient des résultats trop faibles de 25 à 300/o. Les valeurs qu'il faut adopter pour retrouver les résultats expérimentaux sont beaucoup plus élevées, soit $\bar{E}_{\text{Ne}} = 145$ volts et $\bar{E}_{\text{A}} = 215$ volts si l'on néglige les corrections ω, φ, η (courbes I), $\bar{E}_{\text{Ne}} = 132$ volts et $\bar{E}_{\text{A}} = 195$ volts si l'on tient compte de ω et φ (courbes II),

enfin $\bar{E}_{Ne} = 130$ volts et $\bar{E}_A = 192$ volts si l'on tient compte des trois corrections ω , φ , η (courbes III). Les courbes de ralentissement tracées figure 17 sont les courbes II. Comme dans les cas précédents, il n'y a aucun écart systématique entre les points expérimentaux et les courbes calculées.

Le tableau suivant donne les valeurs relatives au ralentissement des rayons α du Th C' dans les trois gaz rares, calculées par l'équation (40) avec les valeurs données plus haut pour A et pour $\bar{E}$ (courbes II).

v 10^9 cm./sec.	x (cm.)		
	He	Ne	A
2,054	0	0	0
2,000	4,14	1,16	0,72
1,900	11,17	3,10	1,94
1,800	17,26	4,83	3,02
1,700	22,57	6,33	3,98
1,600	27,14	7,65	4,81
1,500	31,05	8,78	5,52
1,400	34,35	9,76	6,15
1,300	37,14	10,60	6,68
1,200	39,42	11,33	7,14
1,100	41,34	11,98	7,52
1,000	42,86	12,50	7,83

Ralentissement des rayons α du ThC' dans les gaz rares.

Parcours dans l'hélium. — Les anciennes mesures de parcours dans l'hélium sont faussées par la présence d'impuretés. Aucune mesure *directe* n'a été faite avec un gaz soigneusement purifié ⁽¹⁾ et nous ne pouvons appliquer la méthode qui nous a servi pour l'air et l'hydrogène.

⁽¹⁾ Les mesures du pouvoir d'arrêt de He faites par BATES (*Proc. Roy. Soc. A* 106, 1924, p. 622) et par GURNEY (*Proc. Roy. Soc. A* 107, 1925, p. 340) au moyen d'un gaz soigneusement purifié peuvent être considérées comme des mesures *indirectes* de parcours.

Considérons le tableau ci-dessus ; il s'arrête à $v = 1,0 \cdot 10^9$ cm./sec. et la valeur correspondante de $x_{\text{He}}^{\text{Th}C'}$ est 42 cm. 86. Le tableau analogue du § 34 nous donne $x_{\text{air}}^{\text{Th}C'} = 7$ cm. 497 ; si l'on pose $\Pi_{\text{air}}^{\text{Th}C'} = 8$ cm. 533, le parcours restant *dans l'air* est à ce moment 1 cm. 036. On peut admettre que le pouvoir de ralentissement moyen (cf. § 9) de He pour $1,0 \cdot 10^9 < v < 0$ est 0,187 environ ⁽¹⁾. Le parcours restant *dans l'hélium* des rayons de vitesse $v = 1,0 \cdot 10^9$ cm./sec. sera donc : $\frac{1,036}{0,187} = 5$ cm. 54. Le parcours moyen des rayons du Th C' dans l'hélium sera :

$$\Pi_{\text{He}}^{\text{Th}C'} = 42,86 + 5,54 = 48 \text{ cm. } 40.$$

Nous pouvons calculer les parcours des autres groupes naturels en introduisant cette valeur dans l'équation (10) ⁽²⁾.

Parcours dans le néon. — Les parcours des groupes naturels de rayons α dans le néon n'ayant fait l'objet d'aucune détermination directe, nous appliquerons la même

⁽¹⁾ La courbe de variation de σ pour He, telle est donnée au paragraphe suivant, indique : $\bar{x}_{\text{He}} = 0,195$ au cours du dernier cm. de parcours dans *l'air*. Comme nous le verrons également au paragraphe suivant, cette valeur est vraisemblablement trop élevée. Nous pouvons calculer approximativement la réduction à faire en appliquant la méthode donnée ici au calcul du parcours dans l'hydrogène. La courbe de variation de σ donne $\bar{x}_{\text{H}} = 0,265$. Si, avec cette valeur, on répète pour H_2 le calcul fait ici pour He, on trouve $\Pi_{\text{H}}^{\text{Th}C'} = 40$ cm. 29 au lieu de 40,52. Pour retrouver la véritable valeur de $\Pi_{\text{H}}^{\text{Th}C'}$, il faut diminuer $\bar{x}_{\text{H}}$ de 6 o/o et poser $\bar{x}_{\text{H}} = 0,250$. Si l'on admet que les courbes de variation de σ se déforment en gardant la même allure générale, il faut admettre une réduction d'environ 4 o/o dans le cas de He et poser $\bar{x}_{\text{He}} = 0,187$ comme nous l'avons fait ici.

⁽²⁾ L'erreur possible sur E atteint environ 1 volt, l'erreur possible sur $\bar{x}_{\text{He}}$ en fin de parcours environ 5 o/o. L'erreur qui en résulte pour les parcours calculés peut atteindre 0 cm. 4.

méthode que pour l'hélium. Pour $1,0 \cdot 10^9 > v > 0$, la courbe du paragraphe suivant nous donne $\bar{x}_{\text{Ne}} = 0,54$. Il en résulte en tenant compte du tableau précédent ⁽¹⁾ :

$$\Pi_{\text{Ne}}^{\text{ThC'}} = 12,50 + 1,92 = 14,42.$$

Parcours dans l'argon. — Les parcours extrapolés dans l'argon des groupes de rayons du ThC', du RaC', du ThC et du Po ont été mesurés par Harper et Salaman (*loc. cit.*). En prenant comme base de calcul la valeur expérimentale de $P_A^{\text{Po}} = 4,17$, nous obtenons les valeurs données au tableau ci-dessous. La troisième colonne relative à l'argon donne les résultats expérimentaux de Harper et Salaman. On voit que l'accord n'est pas parfait ⁽²⁾.

⁽¹⁾ L'erreur possible sur $\bar{E}$ est de l'ordre de 5 volts, l'erreur sur $\bar{x}_{\text{Ne}}$ en fin de parcours environ 2 o/o. L'erreur sur les parcours calculés peut être de l'ordre de 0 cm. 15.

⁽²⁾ On peut observer que l'écart entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales pour les groupes du ThC', du RaC' et du ThC est à peu près constant. Nous aurions pu prendre comme base de calcul l'une des déterminations expérimentales relatives à ces trois groupes et nous n'aurions trouvé ainsi de désaccord que pour le groupe du Po. Cependant, si l'on applique la méthode des pouvoirs de ralentissement à l'argon dans les mêmes conditions qu'à l'hélium et au néon, en prenant pour $\bar{x}$ dans le dernier centimètre du parcours la valeur qui résulte de la figure 21, il vient : $\Pi_{\text{ThC'}} = 7,83 + \frac{1,04}{0,83} = 9,08$, valeur un peu plus élevée que celle du tableau ci-dessus. La valeur calculée ainsi est probablement trop élevée, la perturbation dont nous parlons au paragraphe suivant (rayons lents) augmentant le pouvoir de ralentissement en fin de parcours. Néanmoins, si l'on peut admettre que cette perturbation raccourcisse le parcours de 0 cm. 12, comme l'exigerait le tableau ci-dessus, il semble par contre difficile d'admettre un raccourcissement de 0 cm. 20, comme l'exigerait le choix comme valeur de base d'une détermination expérimentale de ρ autre que celle du Po.

Groupe α	ν 10 ⁹ cm./sec.	He		Ne		A		
		Π cm.	P cm.	Π cm.	P cm.	Π cm.	P cm.	P _{exp.} cm.
ThC' long. p.	2,249 ₅	66,0	66,5	19,25	19,45	11,97	12,10	—
ThC' . . .	2,054 ₀	48,4	48,8 ₅	14,42	14,59	8,96	9,07	8,99
RaC' . . .	1,921 ₈	38,6 ₅	39,0	11,73	11,87	7,26	7,35	7,27
AcC . . .	1,784 ₈	30,3 ₅	30,6 ₅	9,38	9,50	5,77	5,85	—
ThC moy. p.	1,707 ₀	26,2 ₅	26,5	8,19	8,29	5,02	5,09	5,00
RaA . . .	1,698 ₄	25,8 ₅	26,1	8,06	8,16	4,94	5,01	—
Rn . . .	1,623 ₆	22,3 ₅	22,5 ₅	7,08	7,16	4,32	4,38	—
Po. . . .	1,596 ₇	21,2 ₅	21,4 ₅	6,73	6,81	4,11	4,17	4,17

Parcours moyens et parcours extrapolés dans les gaz rares.

§ 38. Variation du pouvoir de ralentissement. — Nous avons défini au § 9 le *pouvoir de ralentissement* κ et le *pouvoir de ralentissement par atome* σ d'un corps absorbant quelconque. Si l'on se reporte à la définition (13) de σ , si l'on se rappelle que $\frac{\kappa \delta}{\mathcal{A}} = N$, si l'on suppose les variations $\Delta \nu$ (ou ΔT), Δx et Δx_0 infiniment petites, si l'on tient compte de l'équation différentielle de Bethe (23), il vient ⁽¹⁾ :

$$(41) \quad \sigma = \frac{Z}{Z_0} \left(1 - \frac{\log \frac{\bar{E}}{\bar{E}_0}}{\log \frac{2mv^2}{\bar{E}_0}} \right)$$

les constantes du corps de référence portant l'indice 0.

⁽¹⁾ Dans cette équation Z , Z_0 représentent les *numéros atomiques*. Nous avons négligé ici les divers termes correctifs. Pour les corrections de relativité et de variation de charge (pour cette dernière excepté H_2 et He) cela n'a pas d'inconvénient, leurs rapports étant sensiblement les mêmes que le rapport des termes principaux. La correction de F. Bloch est par contre un peu plus importante, en valeur relative, pour les corps lourds, surtout aux faibles vitesses. Les σ calculés par (41) devraient en ce cas être un peu trop forts. Nous verrons que, si on les compare aux résultats expérimentaux ils paraissent au contraire un peu trop faibles.

Le signe effectif dans la parenthèse est $+$ si $\bar{E} < E_0$ et $-$ si $\bar{E} > E_0$. Comme $\bar{E}$ croît avec Z , le terme entre parenthèses est plus grand que 1 pour $Z < Z_0$ et plus petit que 1 pour $Z > Z_0$; il en résulte que (à vitesse v donnée), σ augmente moins rapide-

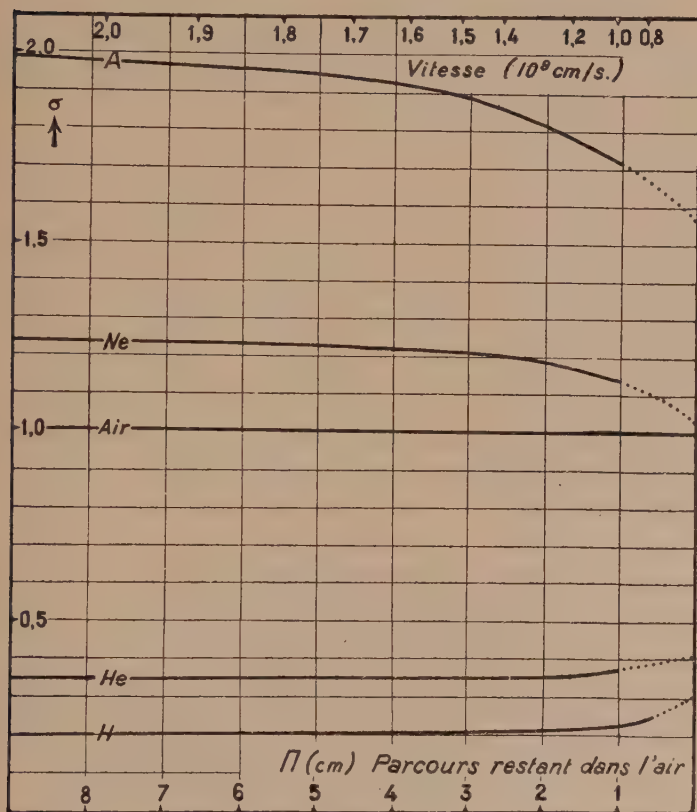


Fig. 21.

Variation des pouvoirs de ralentissement par atome.

ment que Z . D'autre part, lorsque v diminue, le quotient de logarithmes augmente et, suivant qu'il est affecté du signe $+$ ou du signe $-$, fait augmenter ou diminuer le terme total entre parenthèses. Il en résulte que (à Z donné) σ diminue avec v si $Z > Z_0$ et augmente lorsque v diminue si $Z < Z_0$. Ces constata-

tions sont en bon accord avec les résultats que donne l'étude expérimentale des *pouvoirs d'arrêt* (au sens du § 9), qui se confondent en première approximation avec les pouvoirs de ralentissement.

Revenons au cinq gaz que nous avons étudiés jusqu'à présent : air, hydrogène, hélium, néon, argon. Nous pouvons, par l'équation (41), étudier la variation de leur pouvoir de ralentissement en fonction de v . Il suffira pour cela d'y substituer les valeurs numériques respectives de Z et de $\bar{E}$ ⁽¹⁾. Nous prendrons l'air comme corps absorbant de référence ($Z_0 = 7,23$; $\bar{E}_0 = 87$ volts). Le nombre d'atomes par centimètre cube est deux fois plus grand pour l'air et pour l'hydrogène que pour les trois gaz rares. Il en résulte $x = \sigma$ pour H_2 et $x = \frac{1}{2} \sigma$ pour les trois gaz rares. Il peut être utile de connaître la variation de σ non seulement en fonction de la vitesse v , mais en fonction du parcours restant *dans l'air*. La figure 21 représente les courbes de variation en fonction de ces deux variables (V. aussi le tableau du § 40).

Hydrogène. — Le pouvoir de ralentissement que nous trouvons est, tout le long de la courbe, inférieur à celui que donne Gurney ⁽²⁾ (par exemple pour $\Pi = 8$ cm. 0 : 0,198 au lieu de 0,206 ; pour $\Pi = 3$ cm. 5 : 0,207 au lieu de 0,214).

Hélium. — Le pouvoir de ralentissement que nous trouvons est légèrement inférieur à celui de Gurney aux grandes vitesses (pour $\Pi = 8$ cm. 0, $x = 0,171$ au lieu de 0,173). Il augmente ensuite beaucoup plus rapidement que celui de Gurney.

Néon. — Nos résultats diffèrent peu de ceux de Gurney.

Argon. — La courbe que nous trouvons diffère sensiblement

⁽¹⁾ Nous prendrons comme valeurs de $\bar{E}$ celles qui correspondent aux courbes II.

⁽²⁾ R. W. GURNEY, *Proc. Roy. Soc.*, A 107, 1925, p. 340.

⁽³⁾ On aurait $-\frac{dT}{dx} = 0$ et $x = \infty$ pour une valeur légèrement supérieure à v_c si l'on tenait compte des termes correctifs de F. Bloch.

de celle de Gurney. Aux grandes et moyennes vitesses, nous trouvons des valeurs plus élevées, aux petites vitesses des valeurs beaucoup plus faibles.

Cas des rayons lents. — Lorsque la vitesse des rayons α est suffisamment réduite pour atteindre la valeur critique :

$$(42) \quad v_c = \sqrt{\frac{E}{2m}}$$

on a $\log \frac{2mv_c^2}{E} = 0$ et, suivant l'équation de Bethe, $-\frac{dT}{dx} = 0$

et $x = \infty$. Or, nous savons que le parcours d'un groupe donné de rayons α est fini. Nous sommes par suite conduits à admettre qu'une perturbation inconnue intervient aux faibles vitesses et que cette perturbation augmente le taux d'absorption des rayons α .

Comme E augmente avec le numéro atomique, v_c augmente également avec Z et comme l'on peut vraisemblablement supposer que l'effet de la perturbation est d'autant plus grand que v est plus proche de v_c , il est à présumer que, à vitesse donnée, cet effet croîtra avec le numéro atomique.

Considérons, par exemple, l'absorption de rayons α déjà assez lents dans l'air, l'hydrogène et l'argon. Les valeurs de v_c pour ces trois corps absorbants sont : $v_c^H = 1,2 \cdot 10^8$; $v_c^{\text{air}} = 2,7 \cdot 10^8$ et $v_c^A = 4,1 \cdot 10^8$ cm./sec. Il semble raisonnable de supposer que la perturbation inconnue augmente $\frac{dT}{dx}$

pour l'air plus que pour l'hydrogène et moins que pour l'argon ; elle diminuera ainsi le pouvoir de ralentissement de l'hydrogène et augmentera celui de l'argon. Plus généralement, nous pouvons nous attendre à ce que l'équation (41), qui ne tient pas compte de la perturbation, donne, aux faibles vitesses, des σ trop grands pour $Z < 7,2$ et des σ trop petits pour $Z > 7,2$. Il semble bien en être ainsi (cf. §§ 39, 40 et les notes du § 37).

On peut trouver une indication de plus en faveur de l'existence de la perturbation dont nous venons de parler. Nous avons vu que dans le cas de l'air c'est la courbe I, qui, aux faibles vitesses, semble la mieux confirmée par les résultats expérimentaux, alors que, dans le cas de l'hydrogène, la courbe de ralentissement vraie semble devoir se placer entre les courbes II et III. Ce fait, qui semble surprenant à première vue — les φ et η devant, en théorie, être plus faibles pour l'hydrogène que pour l'air s'explique très simplement si l'on admet que la perturbation inconnue, beaucoup importante dans le cas de l'air que dans celui de l'hydrogène, annule à peu près les effets des corrections dans le premier cas et les laisse au contraire subsister presque intégralement dans le second.

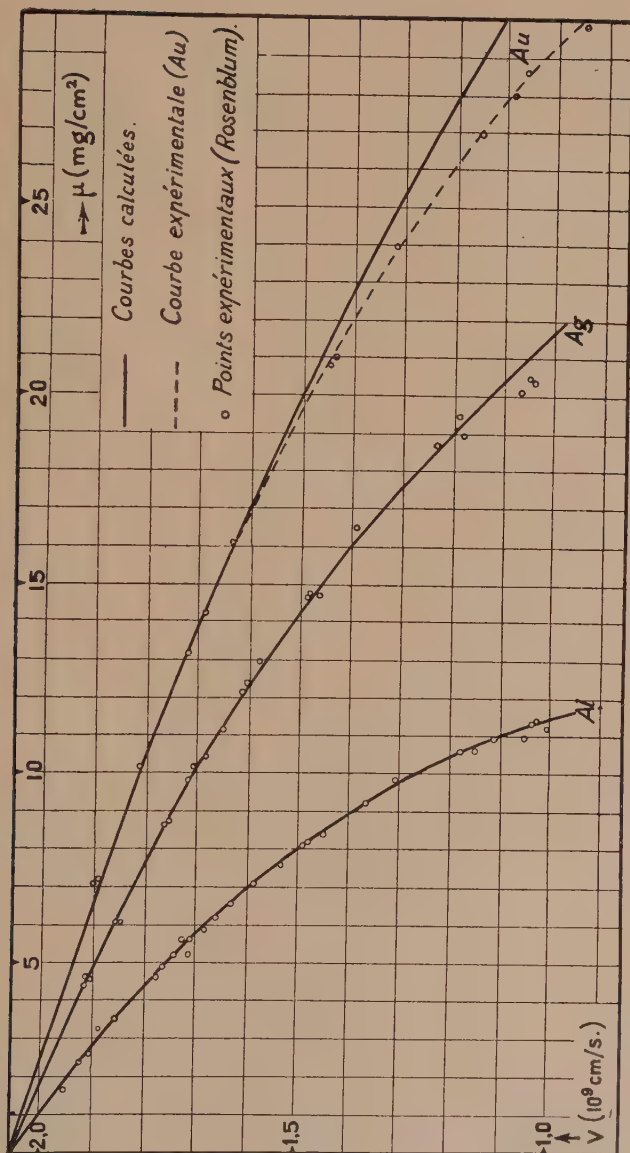
§ 39. — Ralentissement des rayons α dans les corps solides.

— Nous avons vu par l'exemple des cinq gaz étudiés précédemment, que l'on pouvait faire coïncider très exactement les résultats des expériences de ralentissement et ceux que donne l'équation (40), moyennant le choix d'une valeur convenable pour $\bar{E}$. Il est naturel de se demander si l'on peut étendre ce résultat à l'étude du ralentissement dans les corps solides et si l'équation (40) peut s'appliquer aux résultats expérimentaux de Rosenblum et de Briggs, pour ne citer que les plus récents ⁽¹⁾.

Si l'on tente d'appliquer l'équation (40) aux résultats de Rosenblum ⁽²⁾ on constate que, moyennant un choix convenable de $\bar{E}$, les courbes calculées suivent exactement les points expérimentaux, dans tout le domaine de vitesses étudié, lorsque les corps absorbants sont de numéro atomique faible et moyen (Al, Cu, Ag, etc.). Pour les corps de très grand numéro atomique (Au, Pt, Pb), l'équation (40) ne s'applique qu'aux grandes vitesses. Les valeurs empiriques de $\bar{E}$

(1) L'épaisseur des écrans absorbants solides est généralement donnée par leur masse superficielle μ . On peut calculer cette quantité par l'équation (40) en y remplaçant simplement, la constante A par $A\mu = \frac{M_A}{128\pi e^4 m \mathcal{N} Z}$.

(2) S. ROSENBLUM, *Ann. de Phys.*, 10, 1928, p. 408.

Fig. 22. — Ralentissement des rayons α du ThC' dans les métaux.

sont très supérieures à celles que donne la formule (24) de Bethe (voir le tableau du § 40).

A titre d'exemple, la figure 22 représente les courbes cal-

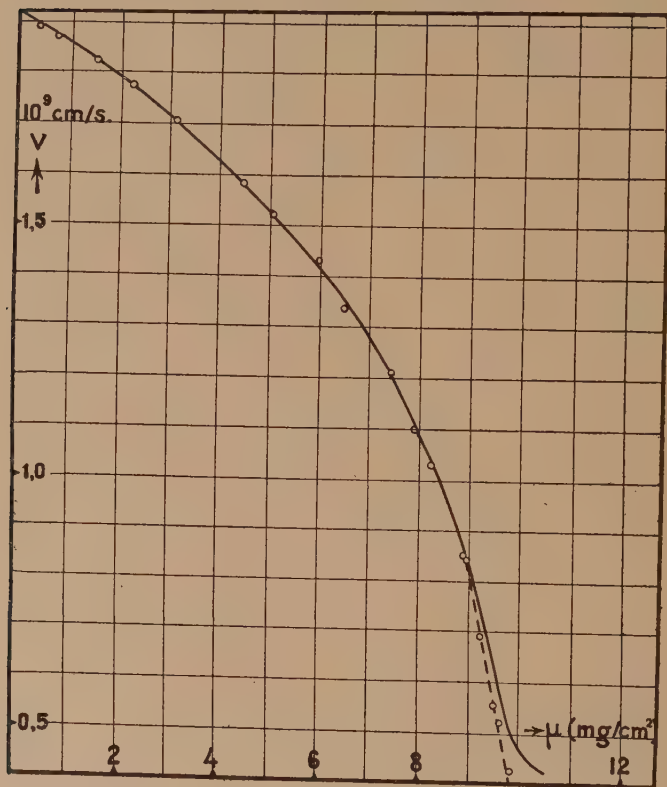


Fig. 23.

Ralentissement des rayons α du RaC' dans le mica.
(points de Briggs).

culées pour Al ($Z = 13$, $\bar{E} = 155$ volts), Ag ($Z = 47$, $\bar{E} = 490$ volts) et Au ($Z = 79$, $\bar{E} = 780$ volts); nous y avons également porté les points expérimentaux de Rosenblum. Pour Al et Ag, les courbes calculées suivent les points expé-

rimentaux dans tout le domaine de vitesses exploré (en général $v > 1,0 \cdot 10^9$ cm./sec.). Dans le cas de l'or, la courbe calculée ne suit les points expérimentaux que pour $v > 1,6 \cdot 10^9$ cm./sec. Aux vitesses inférieures paraît un écart systématique, qui va en augmentant jusqu'à $v = 0,88 \cdot 10^9$ cm./sec., vitesse critique pour laquelle l'équation (25) donne $-\frac{dT}{dx} = 0$ et l'équation (40) un parcours infini. On voit que les perturbations inconnues dont nous avons parlé au paragraphe précédent, commencent à intervenir à une vitesse de l'ordre du double de la vitesse critique.

A ce dernier point de vue surtout, il est intéressant d'étudier la courbe de ralentissement dans le mica, déterminée par Briggs (¹), qui a réussi à obtenir des points expérimentaux jusqu'à $v = 0,42 \cdot 10^9$ cm./sec. Pour faire le calcul théorique, nous avons admis la composition du mica donnée par Briggs lui-même : $K_2O, 3Al_2O_3, 6SiO_2, 2H_2O$. La valeur empirique qu'il faut choisir pour l'énergie moyenne d'excitation est $\bar{E}_{\text{mica}} = 140$ volts-électron. La figure 23 représente la courbe de ralentissement calculée ainsi; les points de Briggs y sont figurés aussi. Ils se placent très bien sur la courbe calculée, et ceci jusqu'à $v = 0,8 \cdot 10^9$ cm./sec.; cette dernière vitesse est également de l'ordre du double de la valeur critique v_c , qui est, pour le mica, $0,4 \cdot 10^9$ cm./sec.

On voit que l'équation (40) s'applique très bien au ralentissement des rayons α dans les corps solides, du moins tant que la vitesse restante v est supérieure au double de la valeur critique v_c .

§ 40. Variation de l'énergie moyenne d'excitation et du pouvoir de ralentissement par atome en fonction du numéro atomique. — Nous avons vu comment on pouvait calculer les valeurs *empiriques* de l'énergie moyenne d'excitation $\bar{E}$

(¹) G. H. BRIGGS. *Proc. Roy. Soc., A* 114, 1927, p. 341.

à partir des courbes expérimentales de ralentissement. On peut également déterminer $\bar{E}$ à partir des valeurs expérimentales des pouvoirs d'arrêt, en appliquant l'équation (41) avec $\bar{E}_{\text{air}} = 87$ volts ⁽¹⁾. Nous pouvons déterminer ainsi les valeurs empiriques de $\bar{E}$ pour une vingtaine d'éléments.

Corps absorbant	Z	$\bar{E}$ Volts	Pouvoir de ralentissement par atome		
			$v = 2,0.10^9$ $\Pi_{\text{air}} = 7,8 \text{ cm.}$	$v = 1,5.10^9$ $\Pi_{\text{air}} = 3,2 \text{ cm.}$	$v = 1,0.10^9$ $\Pi_{\text{air}} = 1,05 \text{ cm.}$
$\frac{1}{2} \text{H}_2$. .	1	16,0	0,198	0,208	0,230
He . .	2	34,5	0,342	0,352	0,375
Li . .	3	38	0,49	0,51	0,54
$\frac{1}{2} \text{N}_2$. .	7	81	0,985	0,989	0,996
Air . .	7,23	87	1,000	1,000	1,000
$\frac{1}{2} \text{O}_2$. .	8	99	1,073	1,068	1,055
Ne . .	10	132	1,238	1,215	1,14
Al . .	13	155	1,52	1,49	1,39
A . .	18	195	1,98	1,90	1,72
Ni . .	28	325	2,50	2,35	1,98
Cu . .	29	320	2,68	2,46	1,99
Zn . .	30	340	2,71	2,48	1,99
Kr . .	36	390	3,08	2,76	2,08
Mo . .	42	445	3,41	3,00	2,10
Pd . .	46	490	3,57	3,10	2,15
Ag . .	47	490	3,63	3,17	2,20
Cd . .	48	495	3,70	3,25	2,20
Sn . .	50	500	3,83	3,35	2,25
Xe . .	54	530	4,05	3,47	—
Pt . .	78	790	4,73	3,75	—
Au . .	79	780	4,85	3,85	—
Pb . .	82	800	4,95	3,92	—

Energies moyennes d'excitation
et pouvoirs de ralentissement par atome.

Le tableau ci-dessus donne les valeurs empiriques de $\bar{E}$ pour tous les corps absorbants étudiés, ainsi que les valeurs des pouvoirs de ralentissement par atome σ , calculés par l'équation (41) pour trois valeurs de la vitesse des rayons α

⁽¹⁾ On peut appliquer ce procédé de calcul dans le cas de N_2 , O_2 , Kr, X, en se servant des mesures de Gurney (*loc. cit.*) et de Harper et Salaman (*loc. cit.*).

(nous avons également indiqué, en tête de colonne, les parcours moyens restants *dans l'air* correspondant à ces trois vitesses). Les valeurs de σ pour $v = 2,0 \cdot 10^9$ et $v = 1,5 \cdot 10^9$ cm./sec. sont en assez bon accord avec les déterminations expérimentales faites par ailleurs. Par contre, les

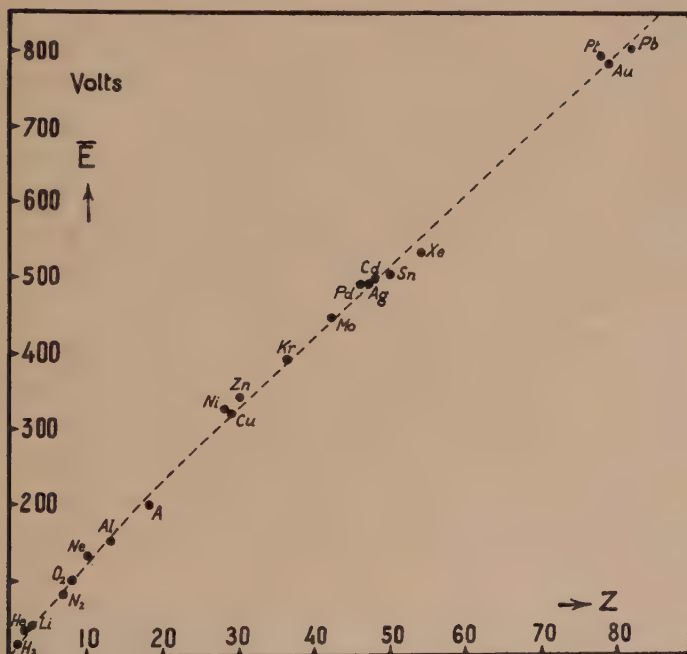


Fig. 24.

Variation de l'énergie moyenne d'excitation en fonction du numéro atomique.

valeurs de σ pour $v = 1,0 \cdot 10^9$ cm./sec. sont, dans le cas des éléments lourds, systématiquement inférieures aux valeurs expérimentales. L'écart augmente avec le numéro atomique et semble, dès $Z = 18$ (argon), supérieur aux erreurs expérimentales possibles. Il y a là une indication de plus en faveur de l'existence, aux faibles vitesses, de la

perturbation dont nous avons déjà parlé à plusieurs reprises.

On peut se demander comment la valeur empirique de $\bar{E}$ varie en fonction du numéro atomique Z . La figure 24 représente cette variation ; $\bar{E}$ croît en principe avec Z ; on peut toutefois observer deux inversions Cu-Ni et Au-Pt. Pour les éléments légers, $\bar{E}$ croît moins vite que Z ; pour les éléments lourds, la courbe $\bar{E}(Z)$ est à peu près rectiligne, ce qui confirme, *dans cette région*, l'expression de F. Bloch (24"). Si l'on veut représenter la courbe *entière* $E(Z)$ par une expression du type $\bar{E} = \alpha Z^a$, il faudrait choisir pour l'exposant a une valeur légèrement inférieure à l'unité, ce qui est en désaccord avec la formule de Sommerfeld (24') (cf. § 14).

CHAPITRE VII

Résumé et conclusions.

§ 41. **Résultats expérimentaux.** — Nous avons étudié, par une méthode expérimentale directe établie à cet effet, le ralentissement des rayons α du Th C' et du Th C dans l'air, l'hydrogène, l'hélium, le néon et l'argon à l'état très pur. Nous avons pu suivre le ralentissement des rayons jusqu'à des vitesses de l'ordre de $1,0 \cdot 10^9$ cm./sec. dans l'air et l'hydrogène, de $1,2 \cdot 10^9$ cm./sec. dans l'hélium et l'argon, de $1,35 \cdot 10^9$ cm./sec. dans le néon (cf. chap. V).

La précision avec laquelle sont déterminées les courbes de ralentissement varie en fonction de la vitesse suivant un tableau donné au § 26.

Dans le cas de l'*air*, la courbe de ralentissement obtenue ici se place légèrement au-dessus de celle de Briggs, l'écart atteignant, pour les grands ralentissements, environ 1 mm. sur l'épaisseur x d'air traversée ⁽¹⁾ (cf. § 27).

Dans le cas de l'*hydrogène*, le pouvoir d'arrêt que l'on peut déduire de nos expériences est inférieur à celui de Gurney pour tout le domaine de vitesses étudié (p. ex. 0,198 au lieu de 0,206 pour $v = 2,0 \cdot 10^9$ cm./sec.). Par contre, nos résultats sont en bon accord avec les mesures de parcours de Harper et Salaman (§ 36).

Pour l'*hélium* et le *néon*, nos résultats sont en assez bon accord avec ceux de Gurney et de Bates (cf. §§ 37 et 38).

(1) La méthode des écrans équivalents employée par Briggs peut mener à une sous-estimation *systématique* de l'épaisseur x (cf. la discussion du § 10).

Pour l'argon, nos résultats semblent mener à des parcours un peu supérieurs à ceux que l'on admet actuellement

§ 42. **Comparaison avec la théorie. Conclusions.** — Nous avons vu (cf. chap. II) que les résultats auxquels mène l'application des principes généraux de la Mécanique ondulatoire au problème de l'absorption des rayons α , pouvaient se résumer par l'équation différentielle de Bethe-Bloch :

$$(25) \quad -\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^2 e^4 N Z}{mv^2} \left[\log \frac{2mv^2}{\bar{E}} - \frac{1}{2} \log \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{2c^2} + \Psi(1) - \Re \Psi \left(1 + i \frac{2\pi e^2}{hv} \right) \right].$$

La seule constante inconnue figurant dans cette équation est l'énergie moyenne d'excitation $\bar{E}$, qui ne peut être calculée exactement que pour l'atome H. Lorsque l'atome ou la molécule contiennent plusieurs électrons, le calcul de $\bar{E}$ ne peut être fait qu'approximativement.

Nous avons tenté de comparer les résultats expérimentaux obtenus aussi bien par nous que par d'autres chercheurs, et les travaux théoriques que nous venons de rappeler. Cette comparaison mène aux conclusions suivantes :

1° Tant que la vitesse des rayons α n'est pas trop faible, et à condition de choisir une valeur empirique convenable de la constante E , les courbes expérimentales de ralentissement suivent aussi exactement que possible, l'équation (40), que l'on obtient par intégration de l'équation de Bethe-Bloch (25).

2° Les valeurs empiriques de $\bar{E}$ sont données au § 40. Pour la molécule H_2 et pour l'atome He, ces valeurs diffèrent peu des valeurs calculées par Bethe. L'écart n'excède probablement pas l'approximation atteinte par le calcul. Pour les atomes lourds, les valeurs empiriques de $\bar{E}$ sont 2,5 à 3 fois plus grandes que celles de Bethe ; par contre, elles ne semblent pas incompatibles avec celles que pourraient donner les méthodes statistiques de Thomas et Fermi. La courbe $E(Z)$, en particulier, semble bien être linéaire

pour les atomes lourds, ainsi que l'exigerait un calcul de F. Bloch, réalisé en appliquant ces méthodes (cf. § 14).

3° L'équation (40), avec la valeur empirique de $\bar{E}$, s'applique aux courbes expérimentales tant que la vitesse v des rayons α reste supérieure à $2v_c$, v_c étant la vitesse critique qui annule l'expression (25) de $\frac{dT}{dx}$. Aux vitesses plus faibles, il semble exister une perturbation qui accélère l'absorption et dont le taux augmente lui-même avec le numéro atomique du corps absorbant. Nous avons vu que tous les travaux théoriques supposent v supérieur à la vitesse moyenne v' des électrons intra-atomiques sur leurs orbites. La vitesse v' étant précisément de l'ordre de $2v_c$, l'apparition, aux vitesses plus faibles, de perturbations non prévues par la théorie peut sembler assez normale. On peut d'ailleurs attribuer une partie de cette absorption supplémentaire à des phénomènes que la théorie a laissés *a priori* de côté, tels que les déviations des rayons, l'excitation multiple, etc.

4° La correction pour les variations de charge de la particule α est extrêmement faible. Pour les corps de numéro atomique élevé, cette correction est plus que compensée par les effets de la perturbation dont nous venons de parler; la compensation semble déjà réalisée dans le cas de l'air.

Valeurs de $\bar{E}$. — Somme toute, le désaccord principal subsistant entre les données expérimentales et les calculs théoriques porte sur la valeur de $\bar{E}$. Comme il existe, au sujet des valeurs théoriques de cette constante, un certain flottement, il serait très intéressant de reprendre les calculs en choisissant des méthodes d'approximation convenables. L'accord relatif qui existe déjà entre les valeurs empiriques et les valeurs théoriques dont le calcul est le plus facile, comme celles de H_2 et de He, est très encourageant à ce sujet. Il serait également intéressant de pousser à fond l'application des conceptions statistiques de Thomas et Fermi aux atomes lourds et notamment d'essayer de calculer

une valeur théorique de la constante α figurant dans la relation de F. Bloch (cf. § 14) :

$$(24'') \quad \bar{E} = \alpha Z$$

La valeur « empirique » moyenne de α correspondant à $Z > 20$ est ⁽¹⁾ :

$$\alpha = 10,5 \text{ volts-électron} = 1,7 \cdot 10^{-11} \text{ erg.}$$

Ce n'est que lorsque l'on pourra calculer $\bar{E}$ avec une bonne approximation que l'on pourra se prononcer en connaissance de cause sur la validité des hypothèses qui sont à la base des théories des chocs de H. Bethe et F. Bloch. D'ici là, si l'on tient compte de l'exactitude remarquable avec laquelle les courbes expérimentales suivent l'équation (40), de la faible différence entre les valeurs empiriques et les valeurs théoriques de $\bar{E}$ pour H_2 et He, ainsi que de la confirmation de l'équation (24'') de Bloch pour les corps lourds, on peut dire que :

En ce qui concerne l'absorption des rayons α par la matière, il y a accord entre les données expérimentales et les calculs théoriques, à la précision actuelle des premières et à l'approximation actuelle des seconds.

(¹) Dans le mémoire de F. BLOCH [*Zeits. f. Physik.*, 81, 1933, p. 363, cf. eq. (34)] la constante α est désignée par $hR\alpha/2\pi$. Bloch calcule également une valeur « empirique » de α et trouve $\alpha = 6,04$, d'où il résulterait $\alpha = 2,05 \cdot 10^{-11}$ erg.; une légère erreur semble s'être glissée dans le calcul de Bloch. La valeur du « pouvoir d'arrêt » B de l'or qui lui sert de base expérimentale a été déterminée par Fowler non pour $v = 1,922 \cdot 10^9$ cm./sec., mais pour $v = 1,826 \cdot 10^9$ (valeur moyenne au cours d'un ralentissement de 10 0/0 sur la vitesse initiale des rayons du Ra C'); les valeurs théoriques de B calculées par Bethe le sont également pour cette vitesse. Si l'on refait le calcul de Bloch avec la valeur exacte de v , en partant de la même valeur de B_{Au} , on trouve $\alpha = 5,43$ et $\alpha = 1,85 \cdot 10^{-11}$ erg, valeur qui ne s'écarte pas beaucoup de la nôtre. Il faut remarquer en outre que le tableau des valeurs expérimentales de B, calculé par Fowler et que Bloch reproduit, est établi à partir d'expériences anciennes dont plusieurs n'ont pas été confirmées par la suite (H, He, Ag).

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Liaison entre les rayons γ et les rayons α

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 4 Mai 1933.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris :
S. CHARLÉTY.



